

Dr. H. A. HESS

DK 621.396.11.029.6

Über den periodischen Schwund bei der Kurzwellenausbreitung

Signale überseeischer Kurzwellensender des Bereiches 10...20 MHz wurden mit dem Katodenstrahloszillografen untersucht und auf rasch ablaufende Filmstreifen aufgenommen. Bei der Überlagerung von kohärenten Wellenzügen, die über die Ionosphäre auf mehrfachen Wegen unter ständig sich ändernden Phasenbedingungen ankommen, entstehen die von Maximal- zu Minimalwerten wechselnden Signalfeldstärken. In einigen Beispielen wird die Frequenzverschiebung aus den durch einen Doppler-Effekt hervorgerufenen Schwebungen gemessen, und durch Berechnungen werden Aufschlüsse über die Bewegungsgeschwindigkeit des ionosphärischen Reflektors gewonnen. Es wird ferner gezeigt, daß bei stark modulierten Signalen periodische Schwunderscheinungen vermieden werden.

Einleitung

In der Abhandlung „Das Kurzwellenecho“ [1] wurde vom Verfasser über Laufzeitmessungen an rückwärtigen Signalen, Erdumläufen und Nahechos berichtet, die 1942...45 in Frederikshavn und Randers (Dänemark) unter der Leitung des Geophysikers O. v. Schmidt durchgeführt wurden. Durch eine Gegenüberstellung und Besprechung verschiedener Theorien über die ionosphärische Kurzwellenausbreitung wurde versucht, eine Erklärung für die erstaunliche Gleichmäßigkeit der Umlaufzeit eines Signales um die Erde zu finden. Die Laufzeitwerte schwankten zwischen 0,1376 und 0,1381 sec oder Wegen zwischen 41 250 und 41 450 km und waren seltsamerweise unabhängig von der Frequenz, Tageszeit und Jahreszeit. Streuwerte innerhalb dieser Grenzen wurden bei den nur Bruchteile einer Sekunde auseinander liegenden Meßstellen der Filme beobachtet. Sie beruhen ohne Zweifel nicht nur allein auf Vermessungsfehlern, sondern sind augenscheinlich durch die ständige Formänderung der über die Ionosphäre gelaufenen Signale bedingt. In einer Abhandlung über „Messungen an Funksignalen“ [2] werden hauptsächlich die Fehlerquellen der angewandten Meßmethode besprochen und beurteilt. Weitere Untersuchungen an den 10 m langen Filmstreifen, die durchschnittlich mit einer Geschwindigkeit von 2 m pro Sekunde abliefen und Morsesignale während der Zeit von 5 Sekunden zu verfolgen gestatteten, ließen deutlich eine Veränderung der Form der Signale infolge mehrfacher Übertragungswege erkennen. Sie bildeten

den Gegenstand zu einer weiteren Abhandlung [3]. Angeregt durch eine ausländische Arbeit [4], nach der bei der Kurzwellenübertragung durch die Ionosphäre Frequenzänderungen infolge bewegter Reflektoren (Doppler-Effekt) hervorgerufen wurden, erwies sich bei den in Dänemark aufgenommenen Filmstreifen eine Überprüfung auf das Vorhandensein von Schwebungserscheinungen bei den Signalamplituden als besonders aufschlußreich. Bei vielen Filmen zeigte sowohl die Feldstärke als auch die Form der Signale innerhalb von Sekundenbruchteilen ständige Veränderungen.

Überlagerung von unmodulierten Signalen

Für das Zustandekommen einer Überlagerung von zwei oder mehreren Wellenzügen, die vom Sender als Telegrafiesignale (Punkte oder Striche) abgestrahlt worden sind, können verschiedene Umstände maßgebend sein. Bei Morsesignalen längerer Dauer kommt es zuweilen vor, daß ein Teil des auf direktem Wege zum Empfänger gelangenden Signales durch das etwas später eintreffende rückwärtige Signal oder durch den Erdumlauf überlagert wird. Nicht selten treten bei weniger als 1000 km vom Beobachtungsort entfernten Sendern die sogenannten Nachechos auf, die auf Umwegen mit Verspätung von 8 bis 12 Millisekunden nacheinander eintreffen und die Form des direkten Signales durch Überlagerungen oft nicht unwesentlich beeinflussen. Weitere Untersuchungen haben gezeigt, daß Signale überseeischer Kurzwellensender auf mehrfachen Wegen mit kleinsten Laufzeitunterschieden zwischen 0,1 und 0,5 Millisekunden beim Empfänger ankommen. Diese Erscheinung kann sehr gut mit einer in verschiedenen Schrittzahlen zwischen Ionosphäre und Erdoberfläche erfolgenden Ausbreitung in Einklang gebracht werden. Wenn auch bei einer Geschwindigkeit der Filme von 2 m pro Sekunde die Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen nacheinander ankommenden Komponenten bei unmodulierten Signalen oft nicht einwandfrei festgestellt werden können, so gibt doch die nach dem Sinusgesetz erfolgende Änderung der Signalfeldstärke einen deutlichen Hinweis auf das Vorhandensein mehrfacher Übertragungswege und auf Frequenzunterschiede bei den einzelnen Komponenten.

In Abb. 1 ist der periodische Signalschwund veranschaulicht, wie er sich bei fernen Sendern im allgemeinen auf fast allen Filmstreifen offenbart. Die Dauer von einem Minimum bis zum nächsten ist oft sehr verschieden, sie beträgt nur in seltenen Fällen Bruchteile einer Sekunde, liegt aber auf Grund umfangreicher Messungen vielfach zwischen 1 bis 10 Sekunden. So können auf 10 m langen Filmen mehrere Minima festgestellt werden. Bei einer Schwebungsdauer von 5 Sekunden ist der Frequenzunterschied zweier Signalkomponenten 0,2 Hz. Ein Wert dieser Größenordnung wurde bei den Signalen nordamerikanischer Kurzwellensender häufig festgestellt. Ein ausgeprägtes Schwebungsminimum entsteht, wie leicht einzusehen ist, immer nur dann, wenn sich zwei gleichstarke Signalkomponenten überlagern.

Größere Frequenzunterschiede offenbaren sich bei der Überlagerung von direktem und rückwärtigem Signal, oder von direktem Signal und Erdumlauf. Als ein besonders günstiger Fall ist in Abb. 2 die Überlappung des nahezu gleichstarken direkten (A—C) und rückwärtigen Signales (B—D) der Station VIS, Sydney, NSW, Australien auf 16450 kHz am 8. November 1944, 10^h05 MEZ wieder-

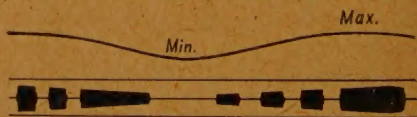


Abb. 1. Periodischer Schwund bei unmodulierten Morsesignalen — Minimum und Maximum —



Abb. 2. Schwebungen bei der Überlagerung von direktem und rückwärtigem Signal von VIS, Sydney, Australien, 16450 kHz am 8. 11. 1944, $10^{10}05$ MEZ — Meßfrequenz 500 Hz —

gegeben. Die Aufnahme wurde in Randers (Dänemark) in einer Koordinatenentfernung von 16100 km von Sydney gemacht. Zwei aufeinanderfolgende Morsestriche, gekennzeichnet durch je ein deutliches Schwebungsminimum während der Überlagerungsdauer (B—C) sind untereinander abgebildet. Die aus dem Laufzeitunterschied der beiden Minima ermittelte Schwebungsfrequenz ist 2,35 Hz. An anderen Stellen des Filmstreifens, einige Sekunden früher und später, zeigen direktes und rückwärtiges Signal keine gleichgroßen Amplituden, ein Beweis, daß auch bei diesen Signalen Schwebungen längerer Dauer infolge der vorhandenen mehrfachen Übertragungswege entstehen. Als Laufzeitunterschied zwischen dem direkten und dem rückwärtigen Signal wurde $t_i = 0,0269$ sec gemessen, was nach der Formel: $d = 40020/2 (1 - t_i/t_a)$ einer Entfernung von 16110 km von Randers entspricht.

Aus der bei der Überlappung von direktem und rückwärtigem Signal gemessenen Schwebungsfrequenz soll unter der Voraussetzung der durch mehrfache Reflexionen zwischen F-Schicht und Erdoberfläche bedingten Kurzwellenausbreitung versucht werden, Aufschlüsse über die Geschwindigkeit der sich bewegenden ionosphärischen Reflektoren zu erhalten.

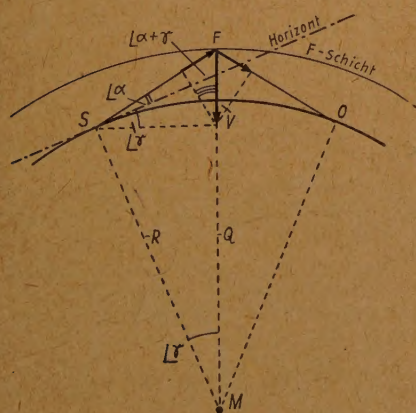


Abb. 3. Schrittweite zwischen Ionosphäre und Erdoberfläche

Die durch einen bewegten Reflektor innerhalb einer Sekunde hervorgerufene Wegänderung v kann aus der Proportion

$$\frac{v}{c} = \frac{f_d}{f}$$

ermittelt werden. Hierin bedeutet c die Geschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen, $f_d = 2,35$ Hz die gemessene Schwebungsfrequenz und $f = 16450$ kHz die Frequenz des Senders. Es ergibt sich dabei eine Änderung des Weges von 43 km pro Sekunde. Da Sydney auf dem direkten Weg 16000 km und auf dem rückwärtigen Weg 24000 km vom Beobachtungsort Randers entfernt ist, können wahrscheinlich der direkten Übertragung 6 Schritte und der rückwärtigen Übertragung 9 Schritte zugeordnet werden, wenn die Höhe der

F-Schicht durchschnittlich 250 km über der Erdoberfläche betragen soll. Durch eine Berechnung soll gezeigt werden, daß diese Annahme recht gut im Einklang mit den Erfahrungen über die erstaunliche Konstanz der Erdumlaufzeit steht.

In Abb. 3 ist ein Schritt bei einer einmaligen Reflexion an der F-Schicht dargestellt. Der Weg vom Sender S über die ionosphärische Reflexionsstelle F nach der Erdoberfläche O kann aus der Formel: $s = 2 \sqrt{R^2 + Q^2} - 2 R Q \cos \gamma$ berechnet werden. Hierin ist $R = 6370$ km (Erdradius), $Q = R + h = 6620$ km (Erdradius + Höhe der F-Schicht) und $\cos \gamma = 12^\circ$ (halbe Schrittweite). Für den in 6 Schritten angenommenen direkten ionosphärischen Weg erhält man $s_d = 16548$ km und für den rückwärtigen Weg bei 9 Schritten $s_r = 24822$ km. Die Summe $s_d + s_r$ ist 41370 km und entspricht einer Umlaufzeit von $t_u = 0,1379$ sec um die Erde. Gegenüber dem durch zahlreiche Messungen gefundenen Durchschnitt von $0,1377_8$ sec bei vollständigen Erdumläufen ergibt sich eine Differenz von nur 30 km.

Aus Abb. 3 kann ferner die Formel: $\operatorname{tg}(\alpha + \gamma) = \frac{Q - R \cos \gamma}{R \sin \gamma}$ abgeleitet werden

und daraus der Erhebungswinkel α eines nach der Ionosphäre gerichteten Strahles berechnet werden. Da $\gamma = 12^\circ$ ist, ergibt sich ein Erhebungswinkel $\alpha = 4^\circ 20'$. Die reflektierende F-Schicht bewegt sich im Verlauf eines Tages abwärts oder aufwärts. Ein schräg auf den Reflektor fallender Wellenzug wird durch seine Bewegung weniger beeinflusst. Nach Abb. 3 gilt, wie leicht abzuleiten ist, für die vertikale Geschwindigkeit der F-Schicht die Gleichung:

$$v = 1/2 \cdot \frac{f_d \cdot c}{f \cdot \sin(\alpha + \gamma)}$$

Geht man zunächst von der Voraussetzung aus, daß die Ionosphäre über den 6 Reflexionsstellen des direkten Weges infolge des Nachlassens der Sonneneinstrahlung aufsteigt und über den 9 Reflexionsstellen des rückwärtigen Weges bei zunehmender Einstrahlung absteigt, so würde sich für die Geschwindigkeit einer Reflexionsstelle, da insgesamt 15 wirksam wären, der Durchschnittswert:

$$v_F = 1/15 \cdot 1/2 \cdot \frac{f_d \cdot c}{f \cdot \sin(\alpha + \gamma)} = 5 \text{ Meter pro Sekunde ergeben.}$$

Die ionosphärischen Verhältnisse sind aber tatsächlich wesentlich komplizierter, als sie durch eine so einfache rechnerische Betrachtung hinreichend erklärt werden könnten. In Abb. 4 ist der Verlauf des direkten und rückwärtigen Weges zwischen Randers und Sydney am Globus veranschaulicht. Außerdem sind die Beleuchtungsverhältnisse (Dämmerungsgroßkreis) vom 8. November um 10^h MEZ wiedergegeben. Die vermutlichen ionosphärischen Reflexionsstellen auf dem direkten und rückwärtigen Weg, die auf alle Tages- und Jahreszeiten verteilt sind, sind mit Zahlen versehen. Auf Grund der allgemeinen Erfahrungen über die ionosphärische Echolotung ist die Annahme zulässig, daß auf dem direkten Weg infolge des Nachlassens der Sonneneinstrahlung die F-Schicht bei 1, 2, 3, 4 und 5 aufsteigt, während sie bei 6 um 11^h Ortszeit noch absinkt. Auf dem rückwärtigen Weg wird die Schicht bei 1, 2 und 3 (Sommer-Nacht) vermutlich auch bei 4 und 5 ansteigen. Bei 6, 7, 8 und 9 dürfte jedoch infolge der aufgegangenen Sonne ein kräftiges Absinken zu verzeichnen sein. Aus dieser Betrachtung muß geschlossen werden, daß die gemessene Schwebungsfrequenz f_d sich nur als eine



Abb. 4. Belichtungsverhältnisse der Erdkugel am 8. 11., 10^h MEZ und Großkreis zwischen Sydney (Australien) und Randers (Dänemark)

gaben Phasenänderungen nur unbedeutende Feldstärkeschwankungen, die sich periodisch im Verlauf einiger Sekunden wiederholten. Bei nicht genügend empfindlich eingestelltem Empfänger konnte es zuweilen vorkommen, daß die erste feldschwächere Komponente auf dem Filmstreifen nicht mehr erschien, was neben sonstigen Vermessungsfehlern als hauptsächliche Ursache der zwischen den einzelnen Meßstellen eines Filmes zu beobachtenden Streuwerte mit Wegdifferenzen von ± 30 km anzusehen ist.

Mit größeren Verspätungen eintreffende Signalkomponenten, die höheren Schrittzahlen zugeordnet werden konnten, wurden im allgemeinen nur selten beobachtet. Ihr Auftreten, häufig kurz vor den bekannten erdmagnetischen Stürmen und Polarlichtern [5] setzt außergewöhnliche ionosphärische Verhältnisse voraus, die durch die turbulente Phase des beginnenden Ionosphärensturmes gekennzeichnet sind. Ein solcher selten auftretender Fall ist in Abb. 5 einer Aufnahme von WKO, Rocky Point, N.Y., auf 15970 kHz am 3. November 1944, 14^h28 MEZ wiedergegeben. Das Hauptsignal setzt sich, soweit eine Analyse unmodulierter überlagerter Wellenzüge möglich ist, augenscheinlich aus

¹⁾ Vgl. FUNK UND TON 7, 1948, S. 338 (Abb. 22).

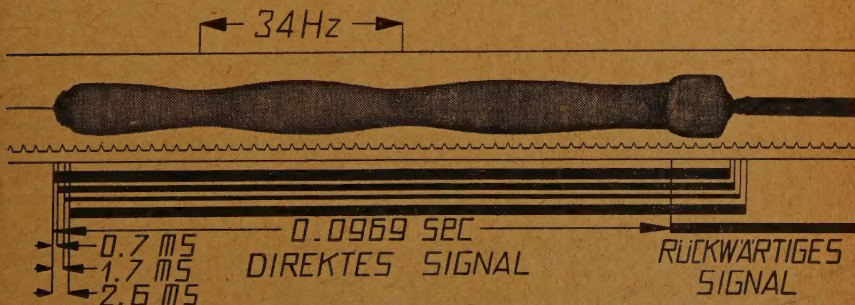


Abb. 5. Filmaufnahme von WKO, Rocky Point, N.Y., am 3. 11. 1944, 14^h28 MEZ mit mehrfachen Übertragungswegen beim unmodulierten direkten Signal und Schwebungen von 34 Hz

mehr als vier nacheinander eintreffenden Komponenten zusammen. Zwischen den ersten Komponenten ist der Laufzeitunterschied kleiner als zwischen den später eintreffenden. Die nachweisbar letzte feldstarke Komponente trifft nach 2,6 Millisekunden ein. Die Laufzeitdifferenz zwischen der ersten Komponente des Hauptsignals und dem rückwärtigen Signal, dessen Beginn das Ende des Hauptsignals überlagert, ist 0,0969 sec, und die daraus berechnete Entfernung beträgt 5937 km. Die wahre Koordinatenentfernung Rocky Point—Randers ist 5930 km.

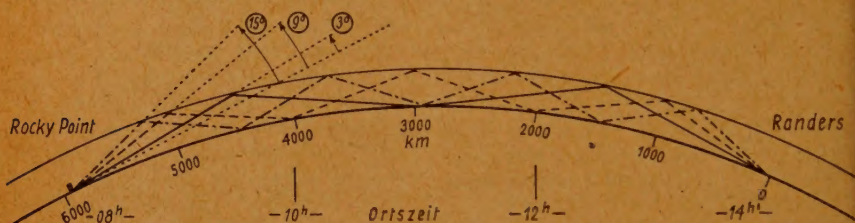
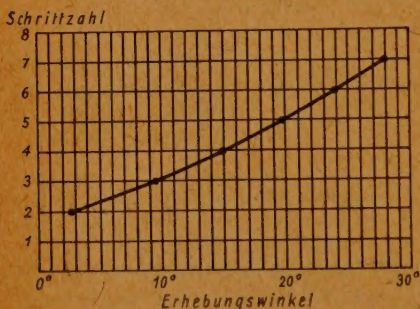


Abb. 6. Profil der Ausbreitung zwischen Rocky Point, N. Y., und Randers bei verschiedenen Schrittzahlen



Links:

Abb. 7. Schrittzahl und Erhebungswinkel bei der Entfernung Rocky Point—Randers

Das Hauptsignal zeigt außer dem Phänomen der mehrfachen Übertragungswege eine sehr ausgeprägte fortlaufende Schwebung von 34 Hz, die beim rückwärtigen Signal nicht auftritt. Diese Erscheinung kann nur mit einer Frequenzänderung infolge eines durch bewegte ionosphärische Reflektoren hervorgerufenen Doppler-Effekts erklärt werden, dem die auf verschiedenen Wegen nacheinander eintreffenden und sich überlagernden Komponenten des Hauptsignals unterworfen sind.

In nachfolgender Betrachtung soll nun versucht werden, auf Grund der beim Hauptsignal gemessenen Modulation von 34 Hz und der z. T. recht beträchtlichen Laufzeitunterschiede einen Aufschluß über die Bewegung der reflektierenden ionosphärischen Schicht zu gewinnen. Abb. 6 gibt ein Profil der Kurzwellenausbreitung zwischen Rocky Point, N. Y., und Randers, Dänemark, unter der Berücksichtigung der Erdkrümmung und der Annahme einer Höhe von 250 km für die F-Schicht.

In Abb. 7 ist, bezogen auf die Entfernung von 5930 km zwischen Rocky Point und Randers, das Verhältnis der Erhebungswinkel zu den Schrittzahlen aufgetragen. Tabelle I zeigt die Berechnung der über die Ionosphäre laufenden Strecken und der Umwege, die sich aus der Differenz der einzelnen Schrittzahlen ergeben.

Tabelle I

Schrittzahl	ionosphärischer Weg km	Umweg zwischen 2-tem und n-tem Schritt km
2	6119	
3	6220	101
4	6380	261
5	6520	401
6	6740	621
7	6973	852

Aus der oben abgeleiteten Formel für die Geschwindigkeit des bewegten ionosphärischen Reflektors: $v = \frac{f_d}{f} \cdot \frac{c}{2 \cdot \sin(\alpha + \gamma)}$ erkennt man, daß bei einer vertikalen Bewegung der Schicht die Frequenzänderung mit der Größe des Erhebungswinkels α zunimmt. Wiederholte Reflexionen eines Strahles an der sich in Bewegung befindlichen F-Schicht bewirken ein Vielfaches der Frequenzänderung. Die gemessene Schwebungsfrequenz von 34 Hz wird, wie demnach anzunehmen ist, durch die Überlagerung der ersten mit der 2,6 Millisekunden später ankommenden feldstarken Signalkomponente hervorgerufen. Entsprechend der großen Laufzeitdifferenz kann diese letzte Komponente 7 ionosphärischen Reflexionen zugeordnet werden. Die gemessene Schwebung $f_d = 34$ Hz ist als Differenz der frequenzgeänderten Komponenten des ersten und letzten Weges zu betrachten. Nimmt man nun für v eine gleiche Geschwindigkeit bei allen Reflexionsstellen an, die allerdings in Wirklichkeit ziemlich unwahrscheinlich ist, so erhält man 3 Gleichungen mit den 3 Unbekannten v (Geschwindigkeit der Schicht), f_1 und f_2 (Änderung der Frequenz auf dem ersten und letzten Weg)

$$1. v = 1/2 \cdot c \cdot \frac{f_1}{2 f \cdot \sin(\alpha_1 + \gamma_1)}$$

$$2. v = 1/7 \cdot c \cdot \frac{f_2}{2 f \cdot \sin(\alpha_2 + \gamma_2)}$$

$$3. f_d = f_2 - f_1$$

Da $\sin(\alpha_1 + \gamma_1) = 16^\circ$ und $\sin(\alpha_2 + \gamma_2) = 31^\circ 50'$ ist, erhält man für den ersten Weg (2 Schritte) 5,9 Hz und für den letzten Weg (7 Schritte) 39,9 Hz als Frequenzänderung. Die Geschwindigkeit einer bewegten Reflexionsstelle beträgt dabei $v = 101$ Meter pro Sekunde. Da die F-Schicht unter normalen Verhältnissen sich zwischen 10 und 20 km pro Stunde auf- bzw. abwärts bewegt, beleuchtet diese Erscheinung ganz außergewöhnliche Vorgänge in der Ionosphäre, die unzweifelhaft durch den Einbruch einer Korpuskularstrahlung hervorgerufen werden. Solche ausgeprägten Schwebungen der Signalamplituden wurden im allgemeinen nur kurzzeitig beobachtet. Die Tatsache, daß auf den ziemlich hohen Tageslichtfrequenzen von 16 MHz während des Sonnenflecken-

minimums (1944) Strahlen größerer Erhebungswinkel (bei 7 Reflexionen ist $\alpha = 28^\circ$) von der F-Schicht noch reflektiert wurden, bedeutet ein erhebliches Anwachsen der kritischen F-Frequenz gegenüber normalen Ausbreitungsverhältnissen und steht daher gut im Einklang mit den Erfahrungen über die Einwirkung solarer Phänomene. Demnach kann eine rasche Abwärtsbewegung des Reflektors bei zunehmender Ionisierung angenommen werden. Dieser Vorgang löst bei den Komponenten des erdmagnetischen Feldes eine plötzlich einsetzende kräftige Störung aus. Die anfänglich vorhandene stark vermehrte Konzentration der Ladungsträger in der Schicht ist nur von verhältnismäßig kurzer Dauer, denn im weiteren Verlauf des ionosphärischen Sturmes tritt, wie sich durch das Abreißen besonders der überseeischen Kurzwellenverbindungen höherer Frequenzen offenbart (sofern diese über Zonen höherer geografischen Breiten laufen), eine starke Verminderung der kritischen Frequenz in Erscheinung. Während dieser Phase ist die reflektierende F-Schicht in Unordnung gekommen oder gänzlich zusammengebrochen, und die Echolotungen zeigen die schwachen und diffusen Reflexionen aus größeren Höhen, bzw. aus großen Entfernungen.

Zerklüftete Signale

Während stärkere Bewegungen der F-Schicht in mittleren geografischen Breiten selten sind und sich nur kurzzeitig anlässlich der ionosphärischen Stürme einstellen, zeigt die Ionosphäre im Gebiet der erdmagnetischen Pole eine dauernde turbulente Strömung [6]. Sie ist die Ursache der sogenannten zerklüfteten Signale²⁾, die nur bei den nahe an den erdmagnetischen Polen der Erde vorbeiführenden Kurzwellenverbindungen auftreten. Abb. 8 läßt starke Schwunderscheinungen bei dem unmodulierten Signal (Morsestrich) von KQF, Kailua, Hawaii, auf 13 495 kHz am 24. August 1944, 08^h35 MEZ erkennen. Innerhalb der Signaldauer sind deutlich zwei 35 Millisekunden auseinanderliegende Minima zu verzeichnen, die durch zwei Signalkomponenten bei einem Frequenzunterschied von 28 Hz entstanden sein können. Da die fortlaufenden, jedoch nicht völlig gleichartigen Schwebungen, die während der Signaldauer häufig zu mehreren vollständigen Schwunderscheinungen führen, ständigen Frequenzänderungen unterworfen sind, wird die Form des Signales durch mehr als nur zwei frequenzgeänderte Komponenten bestimmt. Bei dieser Aufnahme des unmodulierten Signales von KQF kann eine Analyse der offenbar mit kleinsten Laufzeitunterschieden nacheinander eintreffenden Komponenten nicht durchgeführt werden. Die Schwebungen sind vielfach nicht sinusförmig und deshalb für die Beurteilung der Art der Bewegung des ionosphärischen Reflektors in der Magnetpolzone sehr aufschlußreich, denn die Annahme einer innerhalb weiter Grenzen gleichförmigen Bewegung, wie beim normalen durch die Sonneneinstrahlung bedingten täglichen Auf- und Abwärtswandern der F-Schicht, scheint in der Polarlichtzone nicht gegeben zu sein. Die durch das Magnetfeld der Erde nach den Polen abgelenkte Elektronenstrahlung der Sonne bedingt dort offenbar eine turbulente Bewegung oder Strömung in der Ionosphäre, die unabhängig vom Sonnenstand ist. Bei ionosphärischen Reflexionen innerhalb der Zone des Magnetpoles sind außer der Erscheinung des Doppler-Effekts noch Aufspaltungen der einzelnen Signalkomponenten bei verschiedener Polarisierung zu erwarten.

²⁾ Vgl. FUNK UND TON Nr. 5 (1948), S. 251—252 u. Abb. 18a u. b und FUNK UND TON Nr. 7 (1948), S. 340.

Phasenstudien bei überlagerten Signalen

Zur Analyse von unmodulierten überlagerten Signalen wurden zwei getrennte Empfangsanlagen mit Antennensystemen gleichartiger Strahlungscharakteristik benutzt, die nicht nur einen räumlichen Abstand voneinander hatten, sondern auch auf verschiedene Himmelsrichtungen eingestellt waren. Abb. 9 veranschaulicht gleichsam als ein nicht seltenes Ergebnis dieser Untersuchungen die Aufnahme eines durch die Überlagerung von zwei Komponenten geformten und durch Amplitudenschwankungen gekennzeichneten Signales auf den beiden

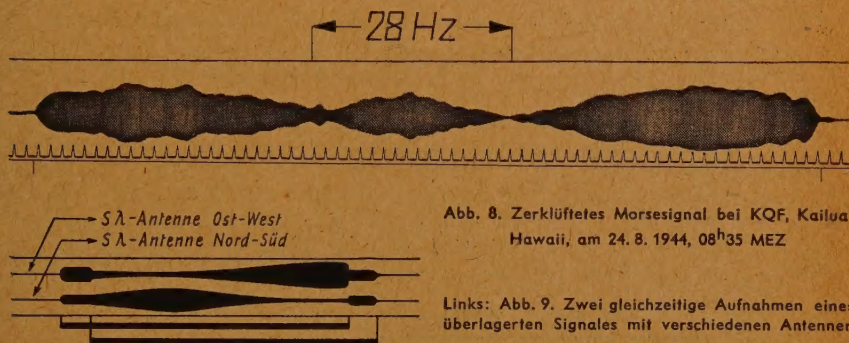


Abb. 8. Zerklüftetes Morsesignal bei KQF, Kailua, Hawaii, am 24. 8. 1944, 08^h35 MEZ

Links: Abb. 9. Zwei gleichzeitige Aufnahmen eines überlagerten Signales mit verschiedenen Antennen

Strahlen des Katodenstrahloszillografen. Bei der Verwendung von zwei 5λ -Langdrahtantennen, von denen die eine Ost-West-Richtung und die andere Nord-Süd-Richtung hatte, waren bei Frequenzen um 15 MHz Maxima und Minima der Signalamplituden ungefähr um 90° in der Phase verschoben.

Diese sehr aufschlußreichen Versuche konnten während des Krieges nicht in dem vorgesehenen Umfang weitergeführt werden. Sie wären ohne Zweifel nicht nur für eine gründliche Untersuchung aller von der Ionosphäre reflektierten Signale, sondern auch für eine weitere Erforschung der zerklüfteten Polarsignale wertvoll gewesen.

Modulierte Signale

Abb. 10 ist eine Originalaufnahme des mit einem 480 Hz-Dauerton modulierten Signales von LQB2, Monte Grande, Argentinien, auf 17570 kHz am 30. Mai 1944, 21^h48 MEZ in Randers. Das Signal ist sehr stark moduliert, und man erkennt deutlich eine Übertragung auf zwei Wegen bei einem Laufzeitunterschied von 0,27 Millisekunden oder einem Umweg von etwa 80 km. Bei der Annahme einer in 4 und 5 Schritten zwischen F-Schicht und Erdoberfläche erfolgenden Übertragung ergibt sich aus der Berechnung gerade dieser Umweg als Differenz. Die zuerst ankommende Komponente des Signals zeigt dabei nur ein Drittel der Feldstärke der zweiten stärkeren Komponente, eine Erscheinung, die auch bei der Analyse der Signale nordamerikanischer Sender gefunden wurde. Das auf dem ersten Weg ankommende Signal entspricht der kleinsten Schrittzahl und zugleich den kleinsten Erhebungswinkeln. Die Tatsache einer geringeren Feldstärke beim ersten Weg ist möglicherweise mit dem Strahlungsdiagramm der Antenne beim Sender in Verbindung zu bringen; außerdem ist es bei den kleinsten Erhebungswinkeln nicht unwahrscheinlich, daß die E-Schicht auf den Durchgang der Wellenzüge eine stärkere Absorption ausübt. Bei dem kleinen Laufzeitunterschied sind die beiden Zacken der Modulation nicht frei

von einer Überlappung. Die fortlaufenden Phasenänderungen beeinflussen auch die Form dieses modulierten Signales, wenn auch größere Amplitudenschwankungen vermieden werden.

Infolge der ständig wechselnden Phasen entstehen bei der Überlagerung modulierter Signale häufig Erscheinungen wie Frequenzverdopplung bzw. -vervielfachung, auch kann eine Verwaschung oder Zerstörung der Modulation eintreten. Solche Fälle zeigen die Originalaufnahmen, Abb. 11a und b, des 900 Hz modulierten Signales von DLN, Rehmate bei Berlin, 17 670 kHz, am 28. Oktober 1944 in Randers. Abb. 11a ist ein Morsepunkt. Das direkte Signal ist schwach, zeigt aber deutlich die 900 Hz Modulation. Nach etwa 12 Millisekunden überlagern sich zwei gleichstarke Komponenten des Nahechos, bei deren Laufzeit-

MODULATION 480 Hz

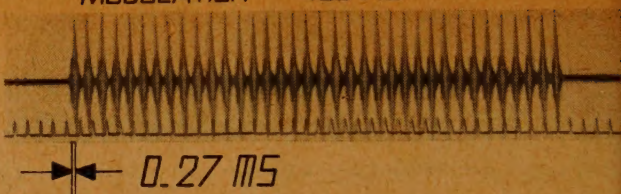


Abb. 10. Mehrfache Wege bei dem stark modulierten Signal von LQB 2, Monte Grande, Argentinien, 17570 kHz, am 30. 5. 1944, 21^h48 MEZ (Aufnahme in Randers)

DIREKTES SIGNAL

NAHECHO [DOPPELTE FREQUENZ]

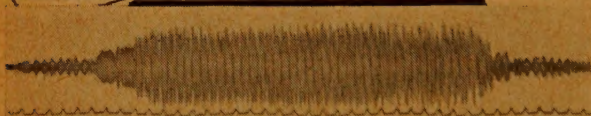


Abb. 11a. Frequenzverdopplung beim Nahecho von DLN, Rehmate b. Berlin, 17670 kHz, am 28. 10. 1944, 08^h58 MEZ — 1800 Hz —

NAHECHO

ERDUMLAUF

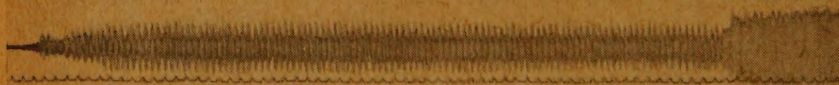


Abb. 11b. Zerstörung der 900 Hz-Modulation von DLN, Rehmate, 17670 kHz bei der Überlagerung von Nahecho und Erdumlauf am 28. 10. 1944, 10^h30 MEZ

unterschied eine Frequenzverdopplung bewirkt wird. Abb. 11b ist ein Morsestrich um 10^h30 MEZ. Das direkte Signal ist schwach und verschwommen. Beim Nahecho sind wiederum zwei in der Laufzeit verschiedene Komponenten zu erkennen, die jedoch hier nicht gleich stark sind. Durch die Überlagerung des Nahechos mit dem Erdumlauf steigt die Signalamplitude. Die Modulation wird dabei fast vollständig ausgelöscht. Dies geschieht als Folge der Überlagerung vieler Signalkomponenten und der zufällig gelagerten Phasenverhältnisse. Da die Phasen ständig einer Änderung unterworfen sind, ist einzusehen, daß jeweils bei einer bestimmten Phasenlage eine ganz bestimmte Frequenz gänzlich ausgelöscht oder entsprechend verstärkt wird, was bei Telefonie-Übertragung als Ursache des selektiven Schwundes anzusehen ist.

Eine störende Interferenz der einzelnen Signalkomponenten, die von fernen Sendern auf mehrfachen Wegen über die Ionosphäre bei zumeist kleinsten Laufzeitunterschieden zum Empfänger gelangen, kann nur bei starker Amplitudenmodulation, deren Frequenz zweckmäßig kleiner als 1000 Hz zu wählen ist,

verhindert werden. Einen weiteren Vorteil bringt die Anwendung kurzer Impulse. Die Übertragung eines Impulssenders bei einer Impulsdauer von 10^{-4} sec und einer Impulsfolge von etwa 1 Millisec ist frei von Interferenzen durch mehrfache ionosphärische Wege, da erfahrungsgemäß bei fernen Sendern die gemessenen Laufzeitunterschiede der einzelnen Signalkomponenten zwischen 0,2 und etwa 0,7 Millisec liegen. Abb. 12 soll auf Grund der von 1942 bis 1944 gewonnenen Erfahrungen über die Ausbreitung der Frequenzen um 15 MHz zwischen Nordamerika und Europa den Fall einer Impulsübertragung veran-

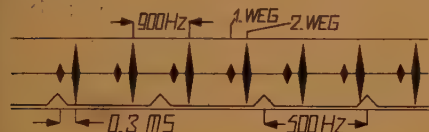


Abb. 12. Veranschaulichung einer Kurzwellenübertragung mit kurzen Impulsen bei mehrfachen Wegen. — Modulationsfrequenz 900 Hz — Meßfrequenz 500 Hz = 2 Millisec —

schaulichen. Bei einem 10^{-4} sec dauernden Impuls und einem Impulsabstand von etwas mehr als 1 Millisec (entsprechend der Modulationsfrequenz von 900 Hz bei den früheren deutschen Stationen DLO und DLN) wird ein durch Interferenz bedingter Signalschwund vermieden, denn der Laufzeitunterschied zwischen der ersten schwächeren und der zweiten Signalkomponente beträgt nur etwa 0,3 Millisec. Beim Auftreten von Nahechos, rückwärtigen Signalen und Erdumläufen bestehen jedoch bei größeren Laufzeitunterschieden andere Verhältnisse für die Überlagerung.

Zusammenfassung und Folgerungen

Die fortlaufenden, sich kurzzeitig wiederholenden Feldstärkeschwankungen entfernter Kurzwellensender werden den Eigenschaften der Ionosphäre zugeschrieben. In einem speziellen Fall der Überlagerung von direktem und rückwärtig umgelaufenen Signal des Senders Sydney, Australien, wurde ein Frequenzunterschied von etwa 2,4 Hz gemessen. Durch eine Berechnung, der eine Ausbreitung in mehrfachen Zickzackwegen [7] zwischen Ionosphäre und Erdoberfläche zugrunde gelegt ist, wird versucht, über die Bewegungsgeschwindigkeit der F-Schicht Aufschlüsse zu erhalten. Ein anderer, jedoch seltener, Fall zeigt eine Schwebungsfrequenz von 34 Hz beim unmodulierten Signal von Rocky Point, als deren Ursache die Überlagerung von mindestens zwei frequenzverschiedenen Signalkomponenten anzusehen ist. Eine Schwebungsfrequenz von 34 Hz bei 15 MHz bedeutet aber eine Wegänderung von 680 Meter pro Sekunde und kann mit der normalen tageszeitlich bedingten Auf- und Abwärtsbewegung der F-Schicht nicht in Einklang gebracht werden. Diese Erscheinung, deren Deutung versucht wird, beleuchtet ungewöhnliche Vorgänge in der Ionosphäre, wie sie in der Polarlichtzone immer vorhanden sind. Ein kräftiges Schwebungsminimum entsteht immer nur dann, wenn sich zwei nahezu gleichstarke Wellenzüge verschiedener Frequenzen mischen. Die Stärke des beim überseeischen Kurzwellenverkehr auftretenden periodischen Schwundes hängt nicht ausschließlich von den zufälligen ionosphärischen Ausbreitungsverhältnissen ab. Für die Übertragung sind außerdem auch die technischen Einrichtungen beim Sender und Empfänger, insbesondere die Richtwirkung der benutzten Antennensysteme maßgebend. Rückwärtige Signale können durch die Verwendung von Richtantennen mit Reflektoren nahezu ausgeschaltet werden, was hingegen bei Erdumläufen in direkter Richtung nicht erreicht werden kann. Die Strahlungsdiagramme vieler

Systeme von Richtantennen sind in bezug auf eine Energieabstrahlung unter kleinsten Erhebungswinkeln z. T. recht verschieden. Gerade diesen kleinen Erhebungswinkeln entsprechen bei einer großen Schrittweite größte Reichweiten, wie sie die Erdumläufe darstellen. So ist es auch erklärlich, weshalb wider Erwarten Erdumlaufsignale bei manchen Kurzwellensendern nicht auftreten. Die eine Kurzwellenübertragung störenden, in direkter Richtung erfolgenden Erdumläufe können nur ausgeschaltet werden, wenn die Abstrahlung bei kleinsten Winkeln, sowohl durch die Antenne, als auch durch einen abschirmenden Einfluß des Geländes bei Sender und Empfänger verhindert wird. In der Nähe der höchsten kritischen Frequenz sind in der Regel keine mehrfachen Übertragungswege vorhanden, da nur noch ganz flach nach dem Horizont gerichtete Strahlen von der Ionosphäre reflektiert werden. Unter dieser Voraussetzung würde die Ausbreitung zwischen Nordamerika und Europa in zwei Schritten bei einem Abstrahlungswinkel von etwa 3° geschehen, während bei dem drei Schritten entsprechenden Erhebungswinkel von 9° die Dichte der Ladungsträger in der F-Schicht für eine Reflexion nicht mehr ausreicht. Durch die Anwendung einer tiefen Amplitudenmodulation bei Telegrafiesignalen können die den periodischen Schwund hervorrufenden Überlagerungen vermieden werden, sofern diese durch mehrfache Übertragungswege bei nur sehr kleinen Laufzeitunterschieden gekennzeichnet sind. Auf den Vorteil bei der Verwendung kurzer Impulse ist besonders hingewiesen. Nahechos, rückwärtig umgelaufene Echos und Erdumläufe, die nach wesentlich größeren Laufzeiten interferieren, werden sowohl bei modulierten Signalen wie auch bei Impulsen stets der Anlaß zu unerwünschten Störungen sein, falls sie sich nicht durch andere technische Einrichtungen beseitigen lassen. Die Verwendung der höchsten kritischen Frequenzen im überseeischen Kurzwellenverkehr verhindert bei unmodulierten Telegrafiesignalen das Auftreten der periodischen Schwunderscheinungen, sie gewährleistet aber auch eine bessere Wiedergabe bei der Telefonieübertragung.

Literatur

- [1] H. A. Hess, Das Kurzwellenecho, FUNK UND TON Bd. 2 (1948), H. 2, S. 57, H. 5, S. 244 und H. 7, S. 334.
- [2] H. A. Hess, Messungen an Funksignalen, DAS ELEKTRON 2 (1948), Nr. 12, S. 312.
- [3] H. A. Hess, Part II, — Investigations of High-Frequency Echoes, Proc. I. R. E. 37 (1949), H. 9, S. 986...989.
- [4] H. V. Griffiths, Doppler effect in propagation, Wireless Eng. 24 (1947) H. 6, S. 162...167.
- [5] S. S. Kirby, N. Smith und T. R. Gilliland, The nature of the ionosphere storm, Phys. Rev. 54 (1938), 234.
H. A. Hess, Unregelmäßige Veränderungen bei der Kurzwellenausbreitung auf Übersee-Entfernungen, Funktechn. Monatsh. (1938), No. 8 S. 225.
L. Harang, Das Polarlicht, Akadem. Verlagsges. Leipzig (1940).
L. Harang, Experimental Studies on the Reflection of Radio Waves from the ionized Regions, Geofysiske Publikasjoner, Vol. XIII, No. 4 (1941).
- [6] H. A. Hess, Kurzwellenausbreitung über Polargebieten, ELEKTRON Bd. 3 (1949), Nr. 6, S. 218.
- [7] L. Hamberger und K. Rawer, Zur Fernausbreitung der Kurzwellen, Z. Naturforschg. 2a (1947), S. 521.
H. Lassen, Die Ausbreitung der Kurzwellen-Echosignale, FUNK UND TON Bd. 2 (1948), H. 8, S. 420.

Zur Theorie der Klippschwingungen

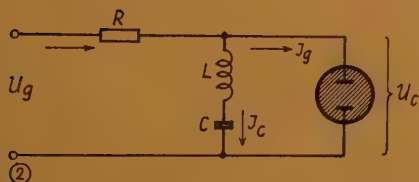
(Fortsetzung und Schluß)

IV. Die Glimmlampen-Blinkschaltung

Das einfachste Gerät zur Erzeugung von Kippschwingungen ist der in Abb. 2 dargestellte Glimmlampen-Generator (Blinkschaltung). Der Zweck der in das Schaltbild eingezeichneten Induktivität L wird im Verlaufe der folgenden Untersuchung erklärt werden.

Aus Abb. 2 lassen sich die Beziehungen ablesen:

$$\left. \begin{aligned} I &= I_e + I_g \\ U_g &= L \cdot \frac{dI_e}{dt} + R \cdot I + \frac{1}{C} \cdot \int I_e dt \end{aligned} \right\} \quad (12)$$



Dabei soll $L \cdot \frac{dI_e}{dt} < \frac{1}{C} \cdot \int I_e dt$ sein.

Aus (12) folgt durch Einsetzen von

$$I_e = C \frac{dU_c}{dt}$$

$$\frac{d^2 U_c}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dU_c}{dt} + \frac{R}{LC} I_g + \frac{U_c - U_s}{LC} = 0 \quad (12a)$$

Bezeichnet man mit U_z die Zündspannung der Glimmlampe und ist $U_c < U_z$, so fließt durch die Glimmlampe noch kein Strom, erst nach Erreichen der Zündspannung fließt ein Strom I_g . Der Zusammenhang zwischen U_c und I_g bei der Glimmlampe (Lichtbogen-Charakteristik) sei in der analytischen Form gegeben

$$U_c = a \cdot I_g + \frac{b}{I_g} \quad (13)$$

wobei a und b Konstanten sind, die nur von den Daten der Glimmlampe abhängen (Abb. 3). Setzt man (13) in (12a) ein, so ergibt sich nach einigen Vereinfachungen

$$\frac{d^2 I_g}{dt^2} + \frac{R}{L} \cdot \frac{dI_g}{dt} + \omega^2 \left(1 + \frac{2b}{a I_g^2} \right) I_g = 0, \quad \omega^2 = \frac{1}{LC} \quad (12b)$$

Man erhält eine quasiharmonische Differentialgleichung durch den Ansatz

$$I_g = A \cdot \cos \omega_0 t$$

nämlich

$$\frac{d^2 I_g}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dI_g}{dt} + \omega^2 \left(1 + \frac{4b}{a A^2} - \frac{4b}{a A^2} \cos 2 \omega_0 t \right) \cdot I_g = 0$$

Nach einigen Umformungen ähnlich denen wie bei (3a) erhält man wieder die Mathiesche Differentialgleichung

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 y_1}{dt^2} + v_1^2 (1 + k_1 \cos 2 \omega_0 t) y_1 &= 0 \\ \text{mit } I_g = y_1 \cdot e^{-\delta_1 \cdot t}, \quad v_1 &= \omega \sqrt{1 + \frac{4b}{aA^2} - \left(\frac{\delta_1}{\omega}\right)^2}, \quad \delta_1 = \frac{R}{2L} \\ k_1 &= \frac{\frac{L}{C}}{\frac{aA^2 R^2}{16b} - \frac{L}{C} \left(1 + \frac{aA^2}{4b}\right)} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Nun läßt sich an Hand der Formeln aus den Abschnitten IIb und III alles Notwendige leicht ermitteln. Aus (4a) folgt für $n = 2$ und $\left(\frac{B}{2\pi}\right) = 1$

$$\mu = \frac{k}{16} \cdot \sin 2\sigma$$

somit ist für vollständige Entdämpfung ($\delta = \mu \cdot \omega_0$)

$$\frac{R}{2L} = \frac{\omega_0 k}{16} \sin 2\sigma = \frac{b \cdot \omega_0 \cdot \omega^2 \cdot \sin 2\sigma}{4aA^2 \left[\frac{R^2}{4L^2} - \omega^2 \left(1 + \frac{4b}{aA^2}\right) \right]}$$

daraus bestimmt man

$$A = 2 \sqrt{\frac{b}{a} \cdot \frac{1 + \frac{\omega_0 L}{8R} \sin 2\sigma}{\frac{R^2 C}{4L} - 1}} \approx \frac{4}{R} \sqrt{\frac{bL}{aC}} \quad (14)$$

damit findet man aus (13) $k = \frac{8R}{\omega_0 L \cdot \sin 2\sigma} \quad (14a)$

Setzt man die Ausdrücke für k aus (3c) und k_1 aus (13) wegen des gleichartigen Aufbaues der zugehörigen Differentialgleichungen einander gleich, so ergibt sich für den in (3) willkürlich gewählten Koeffizienten β

$$\beta = \frac{a}{bRC} \left(\frac{\frac{R^2 C}{4L} - 1}{1 + \frac{\omega_0 L}{8R} \sin 2\sigma} \right)^2 \quad (14b)$$

Da a , b , R und C stets positiv sind, ist β — wie es auch sein muß — eine positive Größe. Für kleine Werte von L ist dann

$$\beta_{L \rightarrow 0} = \frac{aR^3 C}{16bL^2} \quad (14c)$$

damit wird nach (7) die Hilfsgröße

$$\alpha = \frac{1}{4R} \sqrt{\frac{2a}{bLC}} \cdot \frac{R^2 C - 4L}{1 + \frac{\omega_0 L}{8R} \sin 2\sigma}$$

bzw. für kleines L

$$\alpha_{L \rightarrow 0} = \frac{R}{4} \sqrt{\frac{2aC}{bL}} = \frac{1}{4} \omega_0 C R \sqrt{\frac{2a}{b}} \quad (14d)$$

Nun ist nach (6), wenn man $q = I_g$ setzt

$$I_g = K \left[I_0 \left(\frac{k}{2} \right) - I_2 \left(\frac{k}{2} \right) \right] \cdot \left[\sin \omega_0 t + \frac{I_1 \left(\frac{k}{2} \right)}{I_0 \left(\frac{k}{2} \right) - I_2 \left(\frac{k}{2} \right)} \sin 2 \omega_0 t + \right. \\ \left. + \frac{I_2 \left(\frac{k}{2} \right)}{I_0 \left(\frac{k}{2} \right) - I_2 \left(\frac{k}{2} \right)} \sin 3 \omega_0 t + \dots \right]$$

Da nun k für $L \rightarrow 0$ nach (14a) sehr groß wird, kann man in asymptotischer Darstellung schreiben

$$I_\nu \left(\frac{k}{2} \right)_{k \rightarrow \infty} = \frac{2}{\sqrt{\pi k}} \cdot \sin \left(\frac{k}{2} - \frac{2\nu - 1}{4} \pi \right)$$

so daß

$$I_0 \left(\frac{k}{2} \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi k}} \sin \left(\frac{k}{2} + \frac{\pi}{4} \right)$$

$$I_1 \left(\frac{k}{2} \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi k}} \sin \left(\frac{k}{2} - \frac{\pi}{4} \right) = -\frac{2}{\sqrt{\pi k}} \cdot \cos \left(\frac{k}{2} + \frac{\pi}{4} \right)$$

$$I_2 \left(\frac{k}{2} \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi k}} \sin \left(\frac{k}{2} - \frac{3\pi}{4} \right) = -\frac{2}{\sqrt{\pi k}} \cdot \sin \left(\frac{k}{2} + \frac{\pi}{4} \right)$$

Damit wird

$$\frac{I_1 \left(\frac{k}{2} \right)}{I_0 \left(\frac{k}{2} \right) - I_2 \left(\frac{k}{2} \right)} = \frac{\cos \left(\frac{k}{2} + \frac{\pi}{4} \right)}{2 \sin \left(\frac{k}{2} + \frac{\pi}{4} \right)} = -\frac{1}{2} \cotg \left(\frac{k}{2} + \frac{\pi}{4} \right) = \\ = \frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg} \left(\frac{k}{2} \right) - 1}{\operatorname{tg} \left(\frac{k}{2} \right) + 1} \approx \frac{1}{2}$$

man erhält somit für I_g

$$I_g = \frac{4 K}{\sqrt{\pi k}} \cdot \sin\left(\frac{k}{2} + \frac{\pi}{4}\right) \cdot \left(\sin \omega_0 t + \frac{1}{2} \sin 2 \omega_0 t + \dots\right) \quad (15)$$

Dieses nach der strengen Theorie der Abschnitte I und II erhaltene Resultat findet man aber auch nach der für große Werte von k durchgeführten Näherungsrechnung im Abschnitt III.

Nach (10) ist

$$I_g = -\frac{2}{\alpha} \left(\sin m t + \frac{1}{2} \sin 2 m t + \frac{1}{3} \sin 3 m t + \dots \right) \quad (15a)$$

dabei ist die Amplitude

$$\left. \begin{aligned} \frac{2}{\alpha} &= \frac{8 R}{\sqrt{2 a}} \cdot \sqrt{b L C} \cdot \frac{1 + \frac{\omega_0 L}{8 R} \sin 2 \sigma}{R^2 C - 4 L}, \\ \text{bzw.:} \quad \left| \frac{2}{\alpha} \right|_{L \rightarrow 0} &= \frac{8}{R} \cdot \sqrt{\frac{b L}{2 a C}} = \frac{8}{\omega C R} \cdot \sqrt{\frac{b}{2 a}} \end{aligned} \right\} \quad (15b)$$

Die Frequenz m der Kippschwingung erhält man aus (11b)

$$\left. \begin{aligned} m &= \frac{1}{R C} \cdot \frac{1}{\sqrt{8 \left(\frac{\omega I_g}{I'_{g_0}} \right)^2 \cdot \left(\frac{R_i}{a} - 1 \right) \left(\frac{1 - \frac{\omega_0 L}{8 R} \sin 2 \sigma}{1 - \frac{4 L}{R^2 C}} \right) - 1}}, \\ &\quad \frac{1}{\sqrt{8 \left(\frac{\omega L I_g}{R I'_{g_0}} \right)^2 \cdot \left(\frac{R_i}{a} - 1 \right) \left(\frac{1 - \frac{\omega_0 L}{8 R} \sin 2 \sigma}{1 - \frac{4 L}{R^2 C}} \right) - \left(\frac{L}{R} \right)^2}} \end{aligned} \right\} \quad (15c)$$

wobei nach (13)

$$R_i = \frac{U_0}{I_g} = a \left(1 + \frac{b}{a I_g^2} \right) = f(I_g) = F(U_0)$$

gesetzt wurde. Für sehr kleine Werte von L wird der Ausdruck für die Frequenz m noch vereinfacht zu

$$m_{L \rightarrow 0} = \frac{1}{R C} \cdot \frac{1}{\sqrt{8 \left(\frac{\omega I_g}{I'_{g_0}} \right)^2 \left(\frac{R_i}{a} - 1 \right) - 1}} = \frac{1}{\sqrt{8 \left(\frac{\omega L I_g}{R I'_{g_0}} \right)^2 \left(\frac{R_i}{a} - 1 \right)}} \quad (15d)$$

Wie man aus den Beziehungen für m erkennt, hängt die Frequenz im wesentlichen von der „Relaxationszeit“ $\tau = RC$ ab, aber auch der spannungs-

abhängige innere Widerstand R_i der Glimmlampe und ihre Stromspannungs-Charakteristik haben Einfluß auf die Frequenz.

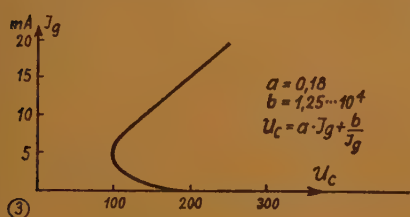
Das Kriterium dafür, ob reine Sinusschwingungen oder Kippschwingungen auftreten, ist das Verhältnis $\frac{L}{C}$. Setzt man in (13) die Näherungsform für A aus

(14) ein, so ergibt sich

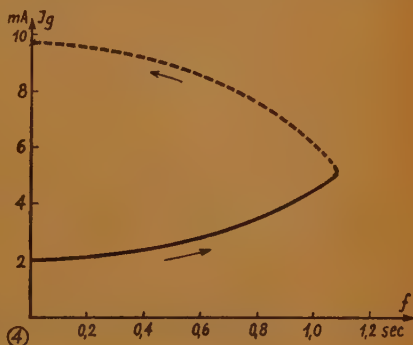
$$|k_1| = \frac{R^2}{4} \cdot \frac{C}{L} \quad (15e)$$

Für kleines Verhältnis $\frac{C}{L}$ ist k_1 klein und es treten harmonische Sinusschwin-

gungen auf, ist dagegen $\frac{C}{L}$ groß, so erhält man mit großen Werten von k_1 — jedenfalls wesentlich größer als Eins — Kippschwingungen. Auch (14a) läßt



daraufschließen, daß für verschwinden des L der Wert von k sehr groß wird. Der Übergang von der reinen Sinusform mit zwei Energiespeichern L und C



über stark verzerrte Schwingungen (zusätzliche Frequenzmodulation bei kleinem Verhältnis $\frac{L}{C}$) bis zur Kippschwingung mit nur einem intakten Energiespeicher (nämlich C, während L nur noch aus der Schaltinduktivität besteht) vollzieht sich dabei stetig. Die Amplitude der Kippschwingungen ist nach (14d) und (15a)

$$\left| \frac{\pi}{\alpha} \right|_{L \rightarrow 0} = \frac{4 \pi}{R} \cdot \sqrt{\frac{b L}{2 a C}} \quad (15f)$$

Verschwindet im Grenzfall die Induktivität gänzlich, so wird die Amplitude $\frac{\pi}{\alpha} = 0$, d. h. es treten keine Schwingungen auf. Die unvermeidbaren kleinen Schaltinduktivitäten, die in Abb. 2 eingezeichnet wurden, sind also zur Aufrechterhaltung der Schwingfähigkeit des Systems unbedingt notwendig, wie auch aus folgender Überlegung hervorgeht: Schreibt man (12b) in der Form

$$L \frac{d^2 I_g}{dt^2} + R \frac{d I_g}{dt} + \frac{1}{C} \left(1 + \frac{2b}{a I_g^2} \right) I_g = 0$$

und läßt die zweite Ableitung von I_g für verschwindendes L weg, so bleibt die Differentialgleichung 1. Ordnung

$$\frac{d I_g}{I_g \left(1 + \frac{2 b}{a I_g^2} \right)} = - \frac{d t}{R C}$$

deren Integral nach einigen Vereinfachungen lautet

$$t = \frac{R C}{2} \left[\ln \left(\frac{I_g}{I_{g0}} \right)^2 - \frac{a}{2 b} (I_g^2 - I_{g0}^2) \right] \quad (16)$$

Der Verlauf dieser Funktion ist in Abb. 4 dargestellt. Nach anfänglichem exponentiellem Anstieg biegt die Kurve bei $I_g = \pm 5,2$ mA mit unendlich großer Steilheit nach rückwärts um. Das bedeutet, daß sowohl die erste als auch die zweite Ableitung von I_g für den Wert $I_g = \pm 5,2$ mA unendlich werden, die Kapazität C (Abb. 2) muß also in unendlich kleiner Zeit eine sehr große Ladung abgeben. Ist aber eine wenn auch noch so kleine Induktivität im Stromkreis eingeschaltet, so können diese unendlich großen Stromänderungen nicht auftreten.

*

*

*

Die Verstärkung und Schwingungserzeugung im Mikrowellenbereich mit Wanderfeldröhren *)

1. Das Verstärkungsproblem im Mikrowellenbereich

Für Wellenlängen unter 30 cm ist es nicht mehr möglich, Verstärkungen mit Trioden üblicher Bauart zu erzielen. Erst durch die weitere Verkleinerung des Gitterkatoden- und Gitteranodenabstandes, durch den Übergang zur Gitterbasisschaltung und durch die Entwicklung konzentrischer Durchführungen für die Hochfrequenz erhielt die Triode in der „Scheibenröhre“ eine Form, die nach neuesten Untersuchungen sogar noch die Verstärkung von 3-cm-Wellen gestattet. Da die Kreisgüte bei diesen Röhren sehr groß sein muß, sind die übertragbaren Bandbreiten relativ gering. Ein ungefähres Bild vermittelt uns der Gütefaktor, das ist das Produkt aus Bandbreite \times Leistungsverstärkung. Er beträgt z. B. bei der amerikanischen Scheibentriode 2C40 bei 3000 MHz nur 20 MHz.

Man konnte hoffen, gerade durch Ausnutzung der sonst bei kürzesten Wellen störenden Laufzeit der Elektronen das Verstärkungsproblem in besserer Weise zu lösen. Der Grundtyp dieser sogenannten Laufzeitröhren ist das Zweikammerklystron. Für diese in Abb. 1 schematisch dargestellte Form ergibt sich bei genügend kleinen Signalen für die Spannungsverstärkung U_2/U_1 die Gleichung:

$$\frac{U_2}{U_1} = \pi \cdot \frac{J_{\perp}}{V_{\perp}} \cdot R \cdot \frac{x}{\lambda_x} \quad (1)$$

J_{\perp} und V_{\perp} sind die Werte für den Elektronengleichstrom, x ist der Abstand der beiden Kammern, λ_x der momentane Abstand zweier benachbarter Signalepunkte gleicher Phase im Elektronenstrahl und R ein zwischen dem Gitterpaar des Ausgangsresonators zu denkender Resonanzwiderstand. Die Gl. (1) könnte zu der Annahme verleiten, daß man durch Vergrößerung der Lauflängung x bei gleichzeitiger Verkleinerung der Betriebsspannung V_{\perp} zu einem rauscharmen Klystron mit genügend hoher Verstärkung gelangen kann. Infolge der Abstoßungskräfte zwischen den Elektronen tritt jedoch eine mit x zunehmende defokussierende Wirkung ein, so daß nur verhältnismäßig geringe Lauflängungen günstig sind. Praktisch gelingt es, bei 10 cm Wellenlänge mit dem Klystron Gütezahlen von etwa 75 MHz zu erreichen. Diese Werte lassen sich auch mit hochgezüchteten Scheibentrioden erzielen, und da diese ein wesentlich geringeres Rauschen aufweisen, wird es nur in Sonderfällen möglich sein, mit dem Zweikammerklystron günstigere Verstärkungseigenschaften zu erhalten.

2. Das Mehrkammerklystron

Man kann nun beim Klystron bei gleicher Bandbreite die Verstärkung wesentlich vergrößern, wenn man weitere Resonatoren in die Laufstrecke des Elektronenstrahls einschaltet. In erster Näherung ergibt sich bei einem dritten Resonator, der in der Mitte

*) Nach einem Vortrag im technisch-wissenschaftlichen Kolloquium des NWDR am 13. 12. 1949.

der Laufstrecke x angeordnet wird, folgendes: Die Spannungsverstärkung beträgt bis zu diesem Resonator die Hälfte der ursprünglichen Verstärkung. Ist diese genügend groß, dann tritt an dem Zwischenresonator eine verhältnismäßig hohe Spannung auf, die ihrerseits wieder eine Geschwindigkeitsmodulation des Elektronenstrahls bewirkt. Diese Geschwindigkeitsmodulation kann wesentlich stärker sein als die durch den eigentlichen Steuerkreis hervorgerufene, und dementsprechend wächst die Gesamtverstärkung der Anordnung. So gelingt es, mit Dreikammerklystrons Gütezahlen von etwa 2000 MHz zu erzielen; das sind Werte, mit denen die Scheibentrioden und Zweikammerklystrons um mehr als eine Größenordnung übertroffen werden.

3. Das Prinzip der Wanderfeldwendelröhre von R. Kompfer

Vergrößert man beim Mehrkammerklystron die Zahl der Resonatoren und koppelt sie genügend fest miteinander, dann kann man dadurch erreichen, daß über die Resonatoren eine Welle in Richtung von der Einkopplung zur Auskopplung läuft. Hat jetzt der Elektronenstrahl nahezu die gleiche Geschwindigkeit wie die Phase dieser Welle in Achsenrichtung, dann tritt eine Verstärkung der Welle ein. Dies ist das Prinzip der Wanderfeldröhre. Zwischen zwei benachbarten „Kammern“ wird infolge der Phasenfokussierung die Bildung der Elektronenpakete verstärkt. Dementsprechend wird in der weiter zum Ausgang liegenden Kammer eine etwas größere Spannung influenziert. Diese etwas größere Spannung hat nun aber wie beim Dreikammerklystron eine entsprechend stärkere Geschwindigkeitsmodulation der Elektronen an dieser Stelle zur Folge, so daß die Stärke des Signals von Kammer zu Kammer exponentiell anwächst. Wenn die Elektronengeschwindigkeit nicht gleich der axialen Phasengeschwindigkeit der sich frei ausbreitenden Welle ist, dann wird die durch die Phasenfokussierung hervorgerufene Zunahme der Hochfrequenzenergie z. T. infolge von Phasenverschiebung von der längs der Kammern laufenden Welle aufgehoben. Die Verstärkung wird dadurch kleiner; bei extremer Falschphasigkeit kann unter besonderen Bedingungen sogar eine sehr beträchtliche Dämpfung erreicht werden.

Durch den Übergang zu unendlich vielen Kammern und durch den gleichzeitigen Verzicht darauf, daß die einzelnen Kammern Resonatoreigenschaften haben sollen, gelangt man zur Wendel als Wellenleiter, wie sie von R. Kompfer [1] in der Wanderfeldwendelröhre benutzt wurde. In der Abb. 2. ist die momentane Verteilung des elektrischen Feldes im Innenraum einer solchen Wendel dargestellt. Für die Verstärkung einer Spannung U_0 an einem Punkt, der genügend weit vom Eingang entfernt ist, gilt nach Pierce [2] das Exponentialgesetz

$$U = U_0 \cdot e^{g \cdot x} \quad (2)$$

bzw.

$$\frac{dU}{U} = g \cdot dx \quad (3)$$

mit

$$g = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \pi \cdot \left[\frac{I_-}{V_-} \cdot R' \right]^{1/3} \cdot \frac{1}{\lambda_r} \quad (4)$$

U ist die anwachsende Spannung. R' ist jetzt nicht mehr als Resonanzwiderstand definiert, sondern als Wellenwiderstand des Wendelleiters, der für $\lambda_r/2$ zu berechnen

ist. Die übrigen Größen haben dieselben Bedeutungen, wie sie für die Gl. (1) des Klystrons erläutert wurden. Aus dem Vergleich der Gl. (4) und (3) mit (1) erkennt man recht anschaulich, wie das Exponentialgesetz für die Verstärkung der Wanderfeldröhre auf das lineare Gesetz für die Verstärkung des Zweikammerklystrons zurückzuführen ist.

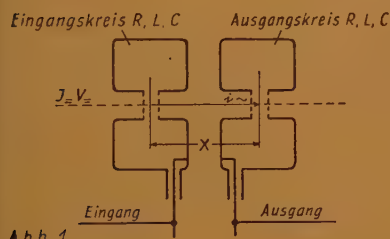


Abb. 1

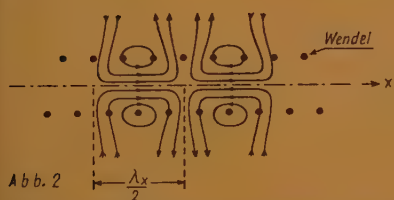


Abb. 2

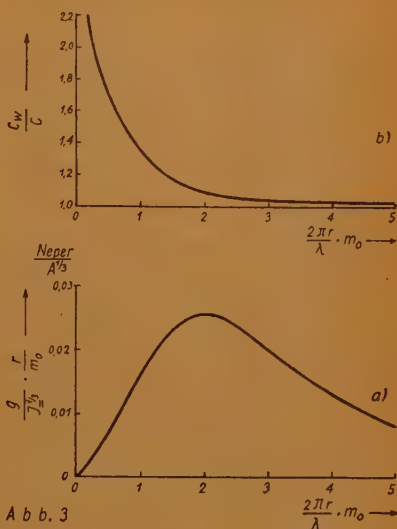


Abb. 3

Abb. 1. Zweikammerklystron, schematisch. Abb. 2. Ungefähres Bild der elektrischen Kraftlinien einer Wendel. Abb. 3. Wendeleigenschaften in allgemeinen Koordinaten, a) Verstärkung b) Axiale Phasengeschwindigkeit

4. Die Breitbandigkeit der Wanderfeldwendelröhre

Der überragende Vorteil der Wanderfeldwendelröhre gegenüber anderen Mikrowellenröhren ist die große Breitbandigkeit. Soweit diese Breitbandigkeit nur durch das Zusammenwirken von Elektronenstrahl und Wendel bestimmt wird, ist sie mit Hilfe der Theorie von Pierce voraberechenbar. Praktisch ergibt sich jedoch, daß durch die Eigenschaften der Ein- und Auskopplung der Röhre die Breitbandigkeit leicht sehr stark verkleinert wird. Es erwies sich daher als notwendig, die Ein- und Auskopplung experimentell näher zu untersuchen.

a) Die Breitbandigkeit des Verstärkungsmechanismus

Eine Wendel nach Abb. 2 ist charakterisiert durch den mittleren Radius r und durch die Ganghöhe h . $2\pi r/h$ wollen wir gleich m_0 setzen. In Abb. 3a ist nun $(g/J = 1/3) \cdot (r/m_0)$ als Funktion von $2\pi r m_0/\lambda$ dargestellt, berechnet unter Benutzung der bekannten Beziehungen für R' . Für eine vorgegebene Wendel ist der Strahlstrom aus elektronenoptischen Gründen in erster Näherung fest vorgegeben; die Abb. 3a ergibt hiermit das logarithmische Maß der Verstärkung g pro Zentimeter Wellenlänge in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ . Vorausgesetzt ist dabei, daß die Spannung für den Elektronenstrahl jeweils so eingeregelt wird, daß die axiale Phasengeschwindigkeit für die freie Welle gleich der Elektronengeschwindigkeit wird, denn in diesem Falle erreicht

die Verstärkung ihren größten Wert. Die Kurve in Abb. 3a gibt uns damit einen ersten Anhalt für die Breitbandigkeit der Wanderfeldwendelröhre.

Nun ist aber die Elektronenstrahlspannung im Betrieb konstant. Bei Änderung der Wellenlänge ist sie daher nicht für alle Frequenzen auf optimale Verstärkung eingestellt, da die axiale Phasengeschwindigkeit wellenlängenabhängig ist. In der Kurve 3b ist, nach Pierce berechnet, das Verhältnis c_w/c als Funktion des gleichen Parameters $2\pi r m_0/\lambda$ dargestellt. c_w ist die Geschwindigkeit, mit der sich die Welle scheinbar längs des Drahtes der Wendel ausbreitet, und c ist die Lichtgeschwindigkeit. Die größte Verstärkung wird für $2\pi r m_0/\lambda = 2$ erreicht. Für diesen Punkt ist jedoch die Änderung der Phasengeschwindigkeit mit der Wellenlänge schon beträchtlich. c_w/c beträgt hier 1,1, d. h. die Strahlspannung muß hier bereits 20% höher sein als für sehr viel kleinere Wellenlängen bei der gleichen Wendel. In Abb. 4 ist die gemessene Verstärkung für 27,5 cm Wellenlänge in Abhängigkeit von der Spannung des Elektronenstrahls dargestellt. Die Strahlstromstärke betrug nur 0,68 mA, da es aus den weiter unten angegebenen Gründen im vorliegenden Falle mehr auf die Untersuchungen des Minimums bei 1170 V ankam. Der Verlauf des Maximums der Verstärkung bei 1285 V zeigt uns, daß man bei Spannungsänderungen um ± 50 V, also um nur $\pm 4\%$, bereits mit beträchtlichen Änderungen der Verstärkung zu rechnen hat, die die Verstärkungsänderungen gemäß Kurve a in Abb. 3 übertreffen können.

Wegen der Wellenlängenabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit arbeitet man daher zweckmäßig etwas vom Maximum der Verstärkung entfernt nach kürzeren Wellen zu bei etwa $2\pi r m_0/\lambda = 2,5$. Für eine Röhre mit 3 Neper Verstärkung beträgt die relative Bandbreite hier rund 25%, wenn der größte Verstärkungsunterschied innerhalb des Bandes 0,3 Neper betragen darf.

Da man voraussichtlich immer in der Nähe des Verstärkungsmaximums arbeiten wird, kommt dessen Wert eine allgemeine Bedeutung zu; man erhält mit ihm die Beziehung:

$$g_{\max} = \frac{0,154 \cdot J_{-1/3}}{h} \quad (5)$$

[Neper/cm, A, cm]

b) Die Breitbandigkeit der Ankopplung

Die von Field und Pierce [3] angegebene Ankopplung einer konzentrischen Leitung an die Wendel genügt nicht allen Ansprüchen. Die verwendeten Hohlrohrleitungen würden bei den von uns untersuchten Wellenlängen von 20 bis 40 cm zu groß werden. Außerdem enthält die Anordnung von Field und Pierce Abstimmglieder, die eine zu große Selektivität bedingen. Es wurde daher die direkte Ankopplung einer konzentrischen Leitung an eine Wendelröhre gemäß Abb. 5 untersucht. Der Innenleiter der konzentrischen Leitung wird dabei galvanisch auf kürzestem Wege mit dem Wendelende verbunden. Die Ganghöhe der Wendel wird nach dem Ende zu allmählich im Verlaufe von z. B. 7 Windungen auf den dreifachen Wert vergrößert. Der Außenleiter der konzentrischen Leiter endet in dem auch bei Wendelröhren üblichen Außenleiter. Die Anpassung wird nun durch eine Lochscheibe eingestellt, die so dem Außenleiter verschiebbar ist. Außer der Stellung dieser Lochscheibe ist noch der Durchmesser des Loches maßgeblich. Für die in Abb. 4 angegebenen Wendeldaten wurde bei einem Abstand von 2 mm zwischen Lochscheibe und Mitte der konzentrischen Zuführung

und einem Lochdurchmesser von 14 mm die in Abb. 6 dargestellte Anpassungskurve gemessen. Es ist dort das Amplitudenverhältnis m der stehenden Welle auf der konzentrischen Zuführung in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen *). Das andere Ende der Wendel mußte für diese Messungen reflexionsfrei abgeschlossen sein; das wurde durch einen leichten Aquadagbelag erreicht, der mit allmählich ansteigender Dichte auf den Glaszylinder aufgespritzt wurde. Die Kurve in Abb. 6 zeigt, daß im Bereich von 16,5 bis 33 cm m größer als 0,7 ist. Die Energie, die durch mangelhafte Anpassung für die Verstärkung verlorengeht, ist also in einem weiten Frequenzbereich vernachlässigbar klein.

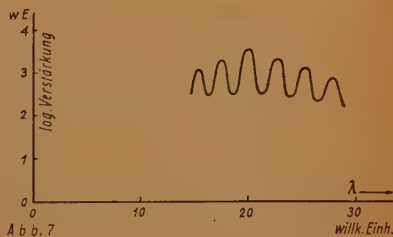
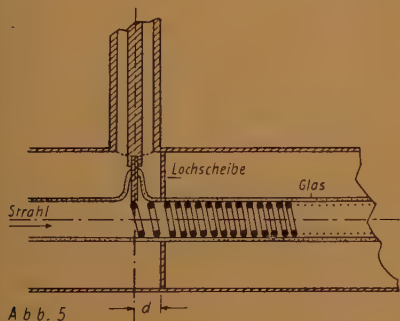
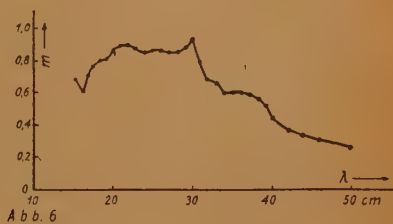
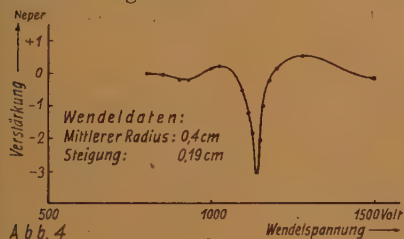


Abb. 4. Verstärkung einer Wanderfeldwendelröhre in Abhängigkeit von der Wendelspannung. $\lambda = 27,5$ cm, $J = 0,68$ mA. Abb. 5: Ankopplung der Wendel an eine konzentrische Leitung. Abb. 6. Amplitudenverhältnis der Stehenden Welle als Funktion der Wellenlänge bei einer Ankopplung gemäß Abb. 5. Abb. 7. Verstärkung einer Wanderfeldwendelröhre mit Rückkopplung als Funktion der Wellenlänge (schematisch)

c) Der Einfluß der Rückkopplung

Trotzdem die Verluste durch eine nicht ideale Anpassung nur gering sind, ist es sehr erstrebenswert, die Anpassung weiter zu verbessern, da die Reflexion innerhalb der Röhren zu positiver und negativer Rückkopplung führt, die erstens die Bandbreite der Verstärkungskurve verändert und zweitens zur Selbsterregung führen kann. An einer von der zu verstärkenden Welle relativ weit entfernten Stelle, z. B. im Verhältnis 1:2 entfernt, kann auch noch bei $m = 0,7$ folgendes passieren: Die Verstärkung einer Röhre mit 5 Neper Verstärkung im Arbeitspunkt kann hier z. B. noch etwa 4 Neper betragen. Eine Störung am Eingang wird nach Verstärkung um 4 Neper bei $m = 0,7$ mit rund 2 Neper Dämpfung reflektiert. Bei einem dämpfungsfreien Rückweg wird sie am Eingang zum zweitenmal mit 2 Neper Dämpfung reflektiert. Die Störung läuft

*) Für die Messung stand ein Dezimetermeßplatz mit rotierender Meßleitung zur Verfügung [4].

dann mit unverminderter Stärke noch einmal auf die Anode zu. Hat sie nach dieser zweimaligen Reflexion die richtige Phase, dann führt dieser Vorgang zur Selbsterregung. Bei genügend langer Wendel gibt es stets einige Bereiche, in denen die Phasenbedingung für eine positive Rückkopplung zur Selbsterregung erfüllt ist.

Wenn es auch in vielen Fällen noch gelingen mag, die Selbsterregung zu unterdrücken, dann ist es bei großen Verstärkungen doch meist nicht möglich, den Einfluß der Rückkopplung auf die Bandbreite ohne besondere Hilfsmittel genügend klein zu halten. In Abhängigkeit von der Wellenlänge wird die Rückkopplung abwechselnd positiv oder negativ. Dementsprechend zeigt die Verstärkung in Abhängigkeit von der Wellenlänge grundsätzlich den in Abb. 7 schematisch dargestellten Verlauf. Die Maxima der Verstärkung entsprechen den Eigenschwingungspunkten bei Selbsterregung. Nach früheren Untersuchungen [5] beträgt bei Wendelröhren mit üblichen Daten der Wellenlängenabstand zweier benachbarter Eigenschwingungspunkte etwa 10%. Innerhalb einer Bandbreite von 5% kann daher der maximale Verstärkungsunterschied gemäß Abb. 7 auftreten; er darf daher 0,3 Neper nicht überschreiten. Mit Hilfe der oben angestellten Überlegungen ergibt sich z. B., daß bei $m = 0,7$ die Verstärkung maximal nur 1,5 Neper betragen darf, damit diese Bedingung erfüllt ist.

5. Zusätzliche Dämpfungen

In Betriebsfällen werden aber Verstärkungen in der Größenordnung von 6 Neper und mehr gefordert. Die Anpassung müßte über die ganze Bandbreite dann besser als $m = 0,7$ sein; diese Bedingung konnte mit der vorliegenden Ankopplung bisher nicht erfüllt werden. Es ist daher nötig, zusätzlich Dämpfungen längs der Wendel anzubringen. Diese Dämpfungen sind für die rücklaufenden Signale voll wirksam, während für das zu verstärkende Signal die Dämpfung nur mit etwa 30% wirkt, da die Hochfrequenzenergie hauptsächlich durch den von der Dämpfung nicht so sehr beeinflussten Elektronenstrahl transportiert wird. Als zusätzliche Dämpfungen bewährten sich die bereits erwähnten verlaufend auf die Glashülle gespritzten Aquadagschichten.

Günstiger scheint es jedoch zu sein, eine besondere, richtungsabhängige Dämpfung vorzusehen. Die Kurve in Abb. 4 zeigt, daß eine Wanderfeldwendelröhre eine sehr starke Dämpfung zeigt, wenn die Strahlgeschwindigkeit in bestimmter Weise zu klein ist. Die kontinuierliche Addition der Verstärkung erfolgt dann gemäß unserer eingangs gewonnenen Vorstellungen nicht mehr in der richtigen Phase. Bei einer gegenüber dem Verstärkungsmaximum um 10% verringerten Spannung heben sich die Komponenten praktisch völlig auf. Diese völlige Kompensation ist aber nur bei einer bestimmten Größe der verstärkenden Wirkung durch die Phasenfokussierung möglich. Für die vorliegende 26 cm lange Röhre wurde die größte Dämpfung bei 0,68 mA erreicht. Die Spannungsverstärkung beträgt für diese Stromstärke gerade etwa 2. Die in Abb. 6 dargestellte Anpassungsmessung konnte z. B. gut ohne Aquadagdämpfung gemessen werden, wenn statt dessen die Dämpfung durch einen Elektronenstrahl bewirkt wird.

Einen Verstärker für etwa 6 Neper wird man auf Grund der Erkenntnisse in den Abschnitten 4b, 4c und 5 mit etwa drei Wendelröhren mit je etwa 2 Neper Verstärkung aufbauen können, die keine Aquadagdämpfungen mehr zu besitzen brauchen. Dafür wird zwischen je zwei Verstärkerröhren eine der eben beschriebenen richtungsabhängigen Dämpfungsröhren geschaltet. Einer besonderen Untersuchung bedarf dabei noch die relativ geringe Breitbandigkeit der Dämpfungsröhren.

6. Die Wanderfeldröhre als Schwingungserzeuger.

Ursprünglich war die Wanderfeldröhre nur als Verstärkerröhre gedacht. Es hat sich aber gezeigt, daß sie auch als Schwingungserzeuger charakteristische Vorteile besitzen kann. Theoretisch hat sie einen verhältnismäßig geringen Wirkungsgrad. Mit den von uns gebrauchten Größen ergibt sich für den Wirkungsgrad nach Doehler und Kleen [6] die Beziehung:

$$\eta = 0,2 \cdot g \cdot \lambda_x \quad (6)$$

[Neper/cm, cm]

Mit $g = 0,2$ Neper/cm und $\lambda_x = 0,8$ cm bei $\lambda = 10$ cm erhält man $\eta = 3,2\%$. Während jedoch der theoretische Wirkungsgrad des Klystrons von 58% bei 10 cm Wellenlänge bei weitem nicht erreicht wird, sondern statt dessen nur etwa 10%, ergibt die Wanderfeldwendelröhre Wirkungsgrade, die meist noch etwas größer sind, als es der Gl. (6) entsprechen würde. Bei 20 cm Wellenlänge betrug der maximale Wirkungsgrad mit einer Wendel nach Abb. 4 5%. Mit anderen Wellenleitern, die größere Stromstärken ermöglichen, läßt sich der Wirkungsgrad noch beträchtlich erhöhen.

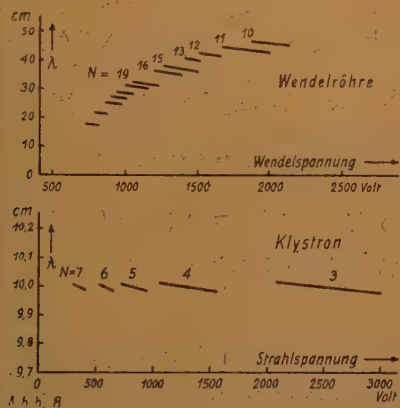


Abb. 8. Schwingbereiche eines Zweikammerklystrons und einer Wanderfeldwendelröhre.

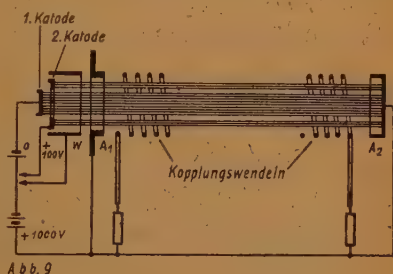


Abb. 9. Wanderfeldraumladungsröhre von A. W. Haeff, schematisch

Die Berücksichtigung der Phasenbedingung für die Rückkopplungsbedingung zur Selbsterregung ergibt ähnliche Ergebnisse wie beim Klystron. In Abb. 8 sind im oberen Teil die Schwingbereiche einer Wendelröhre in Abhängigkeit von der Wendelspannung dargestellt und im unteren Teil die analogen Bereiche eines Zweikammerklystrons. Die Wendelröhre wurde mit innerer Rückkopplung betrieben, d. h. die Rückkopplung kam durch zweimalige Reflexion an den Wendelenden zustande. Infolge der Laufzeit in der Röhre haben wir beim Klystron einzelne Schwingbereiche mit fallender Ordnungszahl N bei wachsender Spannung. N gibt das ganzzahlige Vielfache des Phasenwinkels an, der eingehalten werden muß, damit die Phasenbedingung erfüllt ist. In einem einzelnen Schwingbereich wird die Wellenlänge schwach mit steigender Spannung kleiner. Diese Charakteristik wird beim Klystron mit großem Erfolg für Modulationszwecke benutzt [7]. Die Steilheit der Kennlinie beträgt dabei etwa 100 kHz pro Volt. Die Schwingbereiche der Wanderfeldwendelröhre erklären sich

in ähnlicher Weise daraus, daß der gesamte Laufzeitwinkel gleich $N \cdot 2\pi$ sein muß. Innerhalb eines Schwingbereiches nimmt die Wellenlänge mit einer Modulationssteilheit von etwa 50 kHz pro Volt ab [5]. Die Wellenlänge in der Mitte der einzelnen Schwingbereiche nimmt bei der Wanderfeldwendelröhre stark mit steigender Spannung zu. Es ist so möglich, die Wellenlänge nur durch Änderung der Spannung ohne äußere Schaltmittel im Verhältnis von etwa 1 : 3 zu vergrößern.

Literaturhinweise:

- [1] R. Kompfner, Wireless World 52 (1946), S. 369—372.
- [2] J. R. Pierce, Proc. I. R. E. 35 (1947), S. 111—123.
- [3] J. R. Pierce u. L. M. Field, Proc. I. R. E. 35 (1947), S. 108—111.
- [4] H. Meinke, FTZ 2 (1949), S. 197—200.
- [5] H. Schnitger u. D. Weber, Frequenz 3 (1949), S. 189—195.
- [6] O. Doehler u. W. Kleen, A. E. Ü. 3 (1949), S. 54—63 u. 93—100.
- [7] H. Schnitger, FTZ 3 (1950), S. 18—22.
- [8] A. W. Haefl, Proc. I. R. E. 39 (1949), S. 4—10.

G. ECKART

DK 621.396.11:537.21

Über die Reflexion elektromagnetischer Wellen an einer Unstetigkeit des Gradienten der Dielektrizitätskonstanten

Um Reflexionen elektromagnetischer Wellen hervorzurufen, ist es nicht nötig, daß die Dielektrizitätskonstante des Mediums unstetig ist. Es genügt vielmehr, daß bei stetiger D.K. ihr Gradient unstetig wird. Die Eigenschaften einer solchen Reflexion werden unter besonderer Berücksichtigung der Verhältnisse in der Troposphäre behandelt.

Die Reflexion, die beim Übergang elektromagnetischer Wellen von einem Medium in ein anderes mit anderer D.K. auftritt, ist bekannt. Um eine Reflexion hervorzurufen, ist es aber nicht nötig, daß die D.K. eine Unstetigkeit aufweist. Bei stetigem Übergang der D.K. genügt bereits eine Unstetigkeit des Gradienten der D.K., um beträchtliche Reflexionen zu verursachen. Solche Reflexionen können besonders bei der Wellenausbreitung in der Troposphäre Bedeutung gewinnen. Wir behandeln diese Frage in folgender Form (Abb. 1, 2): An ein unteres Medium mit $\epsilon = 1$, $\mu = 1$, $\sigma = 0$ ($z < 0$) schließt sich bei $z = 0$ ein oberes Medium mit $\epsilon = \alpha z + 1$ an, so daß bei $z = 0$ die D.K. stetig übergeht, aber ihr Gradient von 0 nach $+\alpha$ springt ($\alpha > 0$). Von unten her komme unter dem Einfallswinkel ϑ_1 eine ebene Welle mit horizontal polarisiertem E-Vektor (E_x , H_y , H_z). Wir suchen die bei $z = 0$ auftretende Reflexion.

In üblicher Weise wird im unteren Medium eine einfallende und eine reflektierte Welle angesetzt; die erstere mit der Amplitude 1 und die letztere mit der komplexen Amplitude r , wobei dann r den Reflexionsfaktor darstellt. Unter Wahl der Zeitfunktion $e + i\omega$, mit $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$

$\left[\frac{\text{Henry}}{\text{m}} \right] \epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \left[\frac{\text{Farad}}{\text{m}} \right]$ haben wir für die einfallende Welle:

$$E_x = e^{-i\omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} (y \sin \vartheta + z \cos \vartheta)} \quad (1)$$

$$H_y = -\frac{1}{i \omega \mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cos \vartheta e^{-i \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} (y \sin \vartheta + z \cos \vartheta)} \quad (2)$$

$$H_z = -\frac{1}{i \omega \mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin \vartheta e^{-i \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} (y \sin \vartheta + z \cos \vartheta)} \quad (3)$$

Für die reflektierte Welle hat man dann:

$$E_x = r e^{-i \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} (y \sin \vartheta - z \cos \vartheta)} \quad (4)$$

$$H_y = -r \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cos \vartheta e^{-i \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} (y \sin \vartheta - z \cos \vartheta)} \quad (5)$$

$$H_z = -r \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sin \vartheta e^{-i \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} (y \sin \vartheta - z \cos \vartheta)} \quad (6)$$

Wir benötigen jetzt die ins obere inhomogene Medium eindringende Welle. Eine ausführliche Theorie hierfür findet der Leser in [1], [2], [3]. Wir gehen wieder aus von E_x . In der für das homogene Medium üblichen Weise leitet man für E_x die Wellengleichung ab, die unter Voraussetzung der Unabhängigkeit von der Koordinate x lautet:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 (\alpha z + 1) E_x = 0 \quad (7)$$

Man löst sie durch Aufspalten nach den Veränderlichen y und z :

$$E_x = V(y) \cdot W(z) \quad (8)$$

Dann ergeben sich für V und W die Beziehungen:

$$\frac{1}{V} \frac{d^2 V}{dy^2} = -c_1^2 \quad (9) \quad \frac{1}{W} \frac{d^2 W}{dz^2} + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \alpha z = -c_2^2 \quad (10)$$

wobei die beiden Konstanten c_1 und c_2 die folgende Bedingung zu erfüllen haben:

$$c_1^2 + c_2^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \quad (11)$$

die wir erfüllen durch:

$$c_1 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sin \vartheta \quad (12) \quad c_2 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cos \vartheta \quad (13)$$

$$\text{Mit} \quad \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = k \quad (13a)$$

erhalten wir für V :

$$V = e^{\pm i k y \sin \vartheta} \quad (14)$$

Setzen wir

$$\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \alpha = a, \quad (15)$$

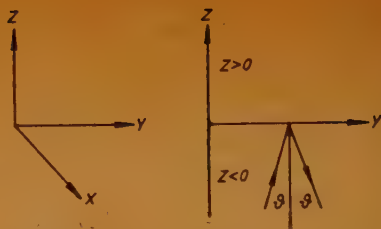
so bekommen wir für W das allgemeine Integral von (10), wo die Konstanten K noch von a abhängen:

$$W = K_1(a) \sqrt{a z + k^2 \cos^2 \vartheta} \mathfrak{F}_{1/3}^{(1)} \left(\frac{2}{3a} \sqrt{a z + k^2 \cos^2 \vartheta}^3 \right) + K_2(a) \sqrt{a z + k^2 \cos^2 \vartheta} \mathfrak{F}_{1/3}^{(2)} \left(\frac{2}{3a} \sqrt{a z + k^2 \cos^2 \vartheta}^3 \right) \quad (16)$$

Wir wollen nun K_1 und K_2 so bestimmen, daß die entstehende Lösung für $a \rightarrow 0$ in eine in der $+z$ -Richtung laufende Welle übergeht, die bei $z = 0$ den Amplitudenwert 1 hat. Wählen wir für positive Werte von $a, z, \cos^2 \vartheta$ den Wert der Wurzel in (16) positiv, für die Hankelfunktionen ihren Hauptzweig, so erhalten wir für die Konstanten K_1 und K_2 :

$$K_1 = 0 \quad (17) \quad K_2 = \frac{1}{k \cos \vartheta \mathfrak{F}_{1/3}^{(2)} \left(\frac{2}{3a} k^3 \cos^3 \vartheta \right)} \quad (18)$$

Da der Nenner von K_2 der Wert des Zählers in $z = 0$ ist, ist die Amplitudenbedingung $W = 1$ für $z = 0$ erfüllt. Den Grenzübergang zu $a \rightarrow 0$ erhalten wir folgendermaßen [1] [3]: Wenn $a \rightarrow 0$, so wächst das Argument unter den Hankelfunktionen gegen ∞ ; wir verwenden die asymptotische Darstellung von Hankel, entwickeln $\frac{2}{3} a \sqrt{a z + k^2 \cos^2 \vartheta}$ nach



Potenzen von $a z$ und erhalten als Grenzfunktion $e^{-i k z \cos \vartheta}$. Wir können also jetzt unser Wellensystem [(1) bis (6)] durch die ins obere Medium eindringende Welle ergänzen, der wir als Amplitude den Durchgangsfaktor d zuordnen:

$$E_x = d \frac{\sqrt{a z + k^2 \cos^2 \vartheta}}{k \cos \vartheta} \cdot \frac{H_{1/3}^{(2)}\left(\frac{2}{3a} \sqrt{a z + k^2 \cos^2 \vartheta}\right)}{H_{1/3}^{(2)}\left(\frac{2}{3a} k^3 \cos^3 \vartheta\right)} e^{-i k y \sin \vartheta} \quad (19)$$

$$H_y = -\frac{1}{i \omega \mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{d}{i \omega \mu_0} \left(\frac{a z + k^2 \cos^2 \vartheta}{k \cos \vartheta} \right) \frac{\Phi_{-2/3}^{(2)}\left(\frac{2}{3a} \sqrt{a z + k^2 \cos^2 \vartheta}\right)}{\Phi_{1/3}^{(2)}\left(\frac{2}{3a} k^3 \cos^3 \vartheta\right)} e^{-i k y \sin \vartheta} \quad (20)$$

$$H_z = \frac{1}{i \omega \mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{d i k \sin \vartheta}{i \omega \mu_0} \frac{\sqrt{a z + k^2 \cos^2 \vartheta}}{k \cos \vartheta} \frac{\Phi_{1/3}^{(1)}\left(\frac{2}{3a} \sqrt{a z + k^2 \cos^2 \vartheta}\right)}{\Phi_{1/3}^{(1)}\left(\frac{2}{3a} k^3 \cos^3 \vartheta\right)} e^{-i k y \sin \vartheta} \quad (21)$$

Um nun d und r zu erhalten, verwenden wir die Beziehungen

$$E_{x_1} = E_{x_2} \quad (22) \quad H_{y_1} = H_{y_2} \quad (23)$$

wo sich die Indices 1 und 2 auf das untere und obere Medium beziehen. Bilden wir diese beiden letzteren Gleichungen mittels (1), (2), (4), (5), (19), (20), erhalten wir:

$$r = \frac{-i \Phi_{1/3}^{(2)}\left(\frac{2}{3a} k^3 \cos^3 \vartheta\right) - \Phi_{-2/3}^{(2)}\left(\frac{2}{3a} k^3 \cos^3 \vartheta\right)}{-i \Phi_{1/3}^{(2)}\left(\frac{2}{3a} k^3 \cos^3 \vartheta\right) + \Phi_{-2/3}^{(2)}\left(\frac{2}{3a} k^3 \cos^3 \vartheta\right)} \quad (24)$$

und

$$d = 1 + r = \frac{-2 i \Phi_{1/3}^{(2)}\left(\frac{2}{3a} k^3 \cos^3 \vartheta\right)}{-i \Phi_{1/3}^{(2)}\left(\frac{2}{3a} k^3 \cos^3 \vartheta\right) + \Phi_{-2/3}^{(2)}\left(\frac{2}{3a} k^3 \cos^3 \vartheta\right)} \quad (25)$$

Wir wollen nun die Gleichung (24) vom physikalischen Standpunkt aus diskutieren. Numerische Auswertungen wurden in Darmstadt (Prof. Dr. A. Walter) ausgeführt.

Der Fresnelsche Reflexionskoeffizient bei unstetiger Änderung der D.K. ist nicht abhängig von der Frequenz. Erfolgt jedoch die Reflexion an einer Unstetigkeit des Gradienten der D.K. bei stetiger D.K., so wird ($k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$) die Reflexion von der Frequenz abhängig, und zwar so, daß mit zunehmender Frequenz die Reflexion schwächer wird [1]. Dies leuchtet physikalisch ein: bedenkt man, daß es in dem inhomogenen Medium nicht auf die Änderung der D.K. in einer Längeneinheit (m, cm), sondern in einer Wellenlänge ankommen muß, so sieht man, daß die Reflexion für die kürzeren Wellen schwächer wird.

Die von uns hier behandelte Reflexion am Gradientensprung hat mit der Fresnelschen Reflexion am ϵ -Sprung eine Eigenschaft gemeinsam: wenn wir zu streifendem Einfall ($\vartheta \rightarrow 90^\circ$) übergehen, dann werden die Argumente der Hankelfunktionen in (24) Null. Ermitteln wir unter Zuhilfenahme der dort gültigen Potenzreihenentwicklungen der Hankelschen

Funktionen den Grenzwert von r für $\vartheta \rightarrow \frac{\pi}{2}$, so finden wir [1]:

$$\lim r = -1 \quad (26)$$

$$\vartheta \rightarrow \frac{\pi}{2}$$

Also auch bei der Reflexion am Gradientensprung ist der Reflexionsfaktor bei streifendem Einfall -1 . Wird der Einfall etwas steiler, so nimmt der Betrag des Reflexionsfaktors (beim Übergang vom dünneren zum dichterem Medium) ab. Die Steilheit des Abfalls von r mit abnehmendem ϑ bei der Fresnelschen Reflexion ist natürlich um so größer, je kleiner der ϵ -Sprung ist. Ähnlich im Falle des Gradientensprunges: die Steilheit der Abnahme des Betrages von r mit abnehmendem Einfallswinkel ϑ ist um so größer, je kleiner der Gradientensprung und je kürzer die Wellenlänge ist. Aus dem im Institut von Prof. Walter aus (24) errechneten Zahlenmaterial sei hier eine kleine Tafel mitgeteilt. Für 2 Werte des Gradientensprunges,

$10^{-7} \left[\frac{1}{\text{m}} \right]$ und $4 \cdot 10^{-7} \left[\frac{1}{\text{m}} \right]$, sind die Einfallswinkel $\vartheta_{\frac{1}{100}}$ angegeben als Funktion der

Wellenlänge, d. h. die Werte von ϑ , bei denen der Betrag von r auf $\frac{1}{100}$ abgesunken ist.

λ [cm] \rightarrow	1	10	10^2	10^3	10^4	10^5
$d = 10^{-7} \left[\frac{1}{\text{m}} \right] \vartheta_{\frac{1}{100}} =$	89,93°	89,85°	89,67°	89,28°	88,45°	86,66°
$d = 4 \cdot 10^{-7} \left[\frac{1}{\text{m}} \right] \vartheta_{\frac{1}{100}} =$	89,89°	89,75°	89,47°	88,86°	87,54°	84,7°

Diese Werte sind so zu verstehen: Für $\vartheta = 90^\circ$ ist bei allen Wellenlängen und allen Gradienten der Betrag von $r = 1$. Wenn ϑ abnimmt, vermindert sich der Reflexionsfaktor und erreicht den Wert $\frac{1}{100}$ bei Einfallswinkeln, die z. B. bei $\alpha = 4 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{m}}$ und $\lambda = 1 \text{ km} (= 10^5 \text{ cm})$ 84,7°

oder z. B. bei $\alpha = 10^{-7} \frac{1}{\text{m}}$ und $\lambda = 1 \text{ m} (= 10^2 \text{ cm})$ 89,67° betragen. Man sieht hier, daß der besprochene Effekt nur bei längeren Wellen beträchtlich werden dürfte.

Es wurden die Erscheinungen der Reflexion an einer Unstetigkeit des Gradienten der D.K. behandelt. Ausführliches Material darüber findet der Leser in den im Schrifttumsverzeichnis angegebenen Arbeiten des Verfassers.

Literatur

- [1] Eckart, Annales des Télécommunications, Mai 1949.
- [2] Eckart, Annales des Télécommunications, Juni 1949.
- [3] Eckart, La Recherche Aéronautique, Heft 8, 1949, S. 33 ff.

Schirmungen in elektrischen Nachrichtengeräten

Einleitung

Die Schaltungen in Geräten der elektrischen Nachrichtentechnik zeichnen sich durch eine große Anzahl von Stromkreisen aus, die in bestimmter Weise miteinander verknüpft und oft in unmittelbarer konstruktiver Nachbarschaft sehr unterschiedlichen Betriebsbedingungen unterworfen sind. Es treten in manchen Fällen ungewollte Beeinflussungen auf, die als Kopplungen bezeichnet werden. Besonders bei hohen Frequenzen lassen sich derartige Kopplungen bei gedrängtem Aufbau ohne besondere Maßnahmen nicht vermeiden. Die Maßnahmen zur Vermeidung bzw. Verminderung dieser Einflüsse bezeichnet man als Schirmung. Das Potential des Gerätegehäuses wird gewöhnlich als Erdpotential bezeichnet, obwohl es zum einwandfreien Arbeiten der Geräte nicht immer erforderlich ist, das Gehäusepotential durch eine Erdverbindung dem Erdpotential gleichzumachen. Der Häufigkeit der Anwendung in elektrischen Nachrichtengeräten wegen wird in dieser Arbeit vorzugsweise die Kopplung innerhalb und zwischen Vierpolschaltungen betrachtet.

Kopplungswiderstand und -leitwert, Kopplungs- und Schirmdämpfung

Ist die in den beeinflussten Kreis gekoppelte Spannung vom Strom im beeinflussenden Kreis abhängig, so versteht man unter dem Verhältnis Leerlaufspannung im Kreis II zu Strom im Kreis I

$$\frac{U_1}{I} = r \quad (1)$$

den Leerlaufkopplungswiderstand (Abb. 1).

Ist der in dem beeinflussten Kreis gekoppelte Strom abhängig von der Spannung im beeinflussenden Kreis, so versteht man unter dem Verhältnis Kurzschlußstrom im Kreis II zu Spannung im Kreis I

$$\frac{I_1}{U} = g \quad (2)$$

den Kurzschlußkopplungsleitwert (Abb. 2).

Besteht zwischen zwei Vierpolen oder dem Ein- und Ausgang eines Vierpols eine Kopplung, so bezeichnet man

$$b = \ln \left| \frac{U_1}{U_2} \sqrt{\frac{Z_2}{Z_1}} \right| \quad [N] \quad (3)$$

als Kopplungsdämpfung (Abb. 3).

Vermindert man bei zwei miteinander gekoppelten Kreisen durch eine der unten besprochenen Schirmmaßnahmen den Einfluß der Kopplung, so nennt man

$$b = \ln \left| \frac{U_0}{U_m} \right| \quad [N] \quad (4)$$

die Schirmdämpfung, wenn U_0 die in den zweiten Kreis gekoppelte Spannung ohne und U_m die Spannung nach Einfügen des Schirmes bedeuten.

Galvanische Kopplung

Besitzen die beiden gekoppelten Kreise einen gemeinsamen Widerstand, so spricht man von galvanischer Kopplung. Galvanische Kopplungen sind meist unschwer zu erkennen, nicht immer so leicht zu beseitigen.

In elektrischen Nachrichtengeräten mit erdunsymmetrischer Anordnung der Schalteile, die wegen der größeren Sparsamkeit in der Anwendung den Vorrang genießt, ist die Gefahr der galvanischen Kopplung leicht durch Doppelerdung gegeben.

Bedeutung in Abb. 5 r_1 die Widerstände in den Eingangs- bzw. Ausgangskreisen, $2r_1 + r_2$ den Gesamt Widerstand des Nulleiters zweier Vierpolssysteme mit doppelter Nulleiterverbindung, so ergibt sich aus der Ersatzschaltung die Formel

$$b = \ln \left| \frac{4Z(1,5r_1 + r_2)}{r_1^2} \right| \quad [N] \quad (5)$$

für die Kopplungsdämpfung zwischen zwei beliebigen Vierpolklemmenpaaren. Zur Veranschaulichung sei die Kopplungsdämpfung einer solchen Anordnung mit gebräuchlichen Werten berechnet.

Ist $Z = 600 \Omega$, $r_1 = r_2 = 3,5 \text{ m}\Omega$ entsprechend einem Cu-Draht von 10 cm Länge und 0,8 mm \varnothing , so wird nach Gl. (5) $b = 14,3$ Neper. Diese Kopplungsdämpfung gilt für Gleichstrom. Mit steigender Frequenz wächst die Nulleiterimpedanz als Folge seiner Induktivität. So ist bei einer Frequenz von 60 kHz der Nulleiterwiderstand praktisch imaginär und auf den 10fachen Betrag des Gleichstromwiderstandes angewachsen, was gleichbedeutend ist mit einem Rückgang der Kopplungsdämpfung um 2,3 N.

Erdsymmetrische Vierpolssysteme sind dagegen unempfindlicher gegen Doppelerdverbindungen, da in ihrer Nulleitung kein Strom fließt und somit der Nulleiter an allen Stellen gleiches Potential besitzt.

Kapazitive Kopplungen

Das Prinzip der kapazitiven Kopplung ist in Abb. 6 dargestellt. Alle Schaltteile in Geräten besitzen miteinander eine Kapazität, die durch die geometrischen Abmessungen dieser sowie die Dielektrizitätskonstante der trennenden Materie gegeben ist. Solche Kopplungskapazitäten wachsen normalerweise mit enger werdendem Aufbau eines Gerätes. Für die Kopplungsdämpfung erhält man aus Abb. 6 folgenden Ausdruck:

$$b = \ln \left| \frac{2}{\omega C Z} \right| \quad [N] \quad (6)$$

Ist z. B. $Z = 150 \Omega$, $C = 1 \text{ pF}$, $f = 2 \text{ MHz}$, so wird

$$b = \ln \frac{2 \cdot 80 \cdot 10^3}{150} = 7 \text{ N}$$

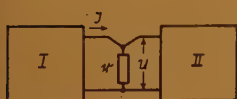


Abb. 1
Leerlaufkopplungswiderstand



Abb. 2
Kurzschlußkopplungsleitwert

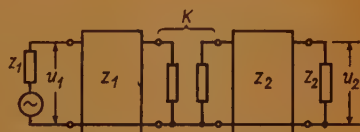


Abb. 3
Kopplungsdämpfung

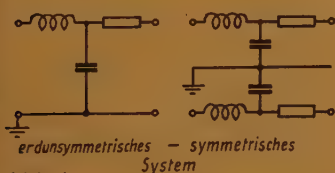


Abb. 4

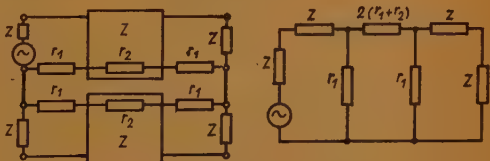


Abb. 5
Galvanische Kopplung

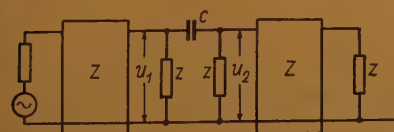


Abb. 6
Kapazitive Kopplungen



Abb. 7
Kapazitive Schirmung

Ordnet man eine Schirmwand so zwischen die zu schirmenden Schaltteile an, daß diese sich nicht sehen können, so wird die Kopplungskapazität in zwei Teilkapazitäten aufgespalten, deren eine parallel zum Störer, die andere parallel zum Stöempfänger liegt. Die Kopplungsdämpfung hierfür wird $b = \infty$. (Abb. 7).

Erdsymmetrische Vierpolsysteme nach Abb. 4 sind in bezug auf kapazitive Kopplungen viel unempfindlicher als erdsymmetrische.

Aus der Ersatzschaltung der Abb. 8 wird die Kopplungsdämpfung

$$b = \ln \left| \frac{2}{Z \omega C_k} \right| \quad [N] \quad (7)$$

wobei die Kopplungskapazität C_k den Wert

$$C_k = \frac{C_{13} C_{24} - C_{14} C_{23}}{C_{13} + C_{14} + C_{23} + C_{24}} \quad (8)$$

besitzt, wie sich aus Abb. 8 ergibt.

Es seien z. B. $C_{13} = C_{24} = 0,3 \text{ pF}$, $C_{14} = 0,2 \text{ pF}$, $C_{23} = 2 \text{ pF}$, $Z = 600 \Omega$, $f = 100 \text{ kHz}$. Mit diesen Werten ergibt sich aus (7) und (8) $C_k = 0,11 \text{ pF}$ $b = 10,7 \text{ N}$.

Erdsymmetrische Vierpolsysteme sind erdsymmetrischen in bezug auf kapazitive Kopplungen um so mehr überlegen, je mehr man bestrebt ist, die Produkte $C_{13} \cdot C_{24}$ und $C_{14} \cdot C_{23}$ gleichzumachen.

Induktive Kopplung

Das Prinzip der induktiven Kopplung zeigt Abb. 9.

Man erhält aus Abb. 9 als Kopplungsdämpfung¹⁾

$$b = \ln \frac{L_1}{M} \quad [N] \quad (9)$$

wobei L_1 die Primärinduktivität, M die Gegeninduktivität bedeuten. Für den Fall, daß der zweite Kreis abgestimmt ist, ergibt sich für die Resonanzfrequenz

$$b = \ln \frac{L_1}{M \cdot Q} \quad [N] \quad (10)$$

wobei Q die Spulengüte bedeutet. Dieser letztere Fall ist besonders bei selektiven Verstärkern und Oszillatoren von Bedeutung.

Es seien z. B. $L_1 = 0,5 \text{ mH}$, $M = 0,01 \mu\text{H}$, $Q = 100$.

Mit diesen Werten wird $b = 6,2 \text{ N}$.

Bei der Schirmung von induktiv gekoppelten Objekten, wobei es sich vorwiegend um Wickelgüter handelt, werden für tiefe Frequenzen (Tonfrequenzen) und Hochfrequenz grundsätzlich verschiedene Mittel verwendet. Zur Schirmung gegen magnetische Gleichfelder oder Felder tiefer Frequenz (bis ca. 1000 Hz) verwendet man magnetisch gut leitende Schirme zur Ablenkung des Störfeldes. Bei Hochfrequenz sind Wirbelstromschirme gebräuchlich.

Das einfachste Mittel zur Vermeidung der magnetischen Kopplung ist das „Ausdrehen“ des gestörten oder störenden Wickelgutes, d. h. die Veränderung seiner Lage, so daß das störende Magnetfeld senkrecht zur Spulenachse läuft. Infolge baulicher Unsymmetrien der Spule sowie Feldebeneinflussungen durch das Gehäuse gelingt es nicht immer, die Kopplungen auf das gewünschte Maß herabzudrücken.

Magnetostatische Schirme

Die bei tiefen Frequenzen verwendeten magnetostatischen Schirme stellen einen gut leitenden magnetischen Nebenschluß zur Spulenachse dar. Naturgemäß ist solch ein Nebenschluß um so wirksamer, je besser das Material magnetisch leitet, d. h. je größer seine Permeabilität (μ -Metall) und seine Wandstärke ist. Praktisch gibt man den Schirmen eine geschlossene

¹⁾ Abweichend von der Definition ist in Gl. (9) und (10) die Kopplungsdämpfung $b = \ln \left| \frac{11_1}{11_2} \right|$ gesetzt.

Tabelle 1. Magnetostatische Schirme

Körper	Schirmdämpfung	Gültigkeitsbereich	Bedeutung der Formelbuchstaben
Hohlkugel	$b = \ln \left(1 + \frac{2}{3} \mu \frac{d}{R} \right) \quad [\text{N}]$ $b = \ln \left\{ 0,22 \mu \left[1 - \left(1 - \frac{d}{R_a} \right)^3 \right] \right\} \quad [\text{N}]$	$\mu \gg 1$ $\frac{d}{R} \ll 1$ $\mu \gg 1$	μ = relative Permeabilität d = Wandstärke (mm) R = Innenradius (mm) R_a = Außenradius (mm) l = Länge (mm)
Unendlich langer offener Hohlzylinder	$b = \ln \left(1 + \frac{1}{2} \mu \frac{d}{R} \right) \quad [\text{N}]$	$\mu \gg 1$ $\frac{d}{R} \ll 1$ $\frac{1}{R} > 4$	
Feldrichtung zur Längsachse	$b = \ln \left\{ 0,25 \mu \left[1 - \left(1 - \frac{d}{R_a} \right)^2 \right] \right\} \quad [\text{N}]$	$\mu \gg 1$	
parallel	$b = 0$		

Form, was die beste Schirmwirkung gewährleistet. Man kommt zu annähernd gleichen Ergebnissen, ob man den Störer oder den Stöempfänger mit einem Schirm umgibt.

Die Berechnung der Schirmdämpfung (4) gelingt nur unter gewissen Voraussetzungen, die in der Praxis meist nicht voll erfüllt sind. Jedoch geben die unten angegebenen Formeln einen guten Anhalt über die Größenordnung der zu erwartenden Schirmdämpfung. Der exakten mathematischen Behandlung sind nur die in Tabelle 1 angegebenen Grundkörper zugänglich. Für die praktisch vorkommenden Formen von Schirmgehäusen kann man näherungsweise diese durch die Grundformen ersetzen (s. Tabelle 2).

Die magnetostatische Schirmwirkung wird mit wachsender Frequenz geringer, ein Effekt, der oberhalb der sogenannten Grenzfrequenz des Eisens eintritt, für die die Theorie den Ausdruck

$$f_g = \frac{\rho \cdot 10^4}{\pi^2 \cdot d^2 \cdot \mu} \quad [\text{kHz}] \quad (11)$$




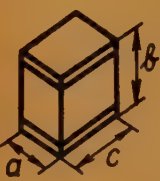


liefert (d = Blechdicke [mm], ρ = spez. Widerstand $\left(\frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}} \right)$, μ = relative Permeabilität).

Bekanntlich bleibt die effektive Permeabilität bis zur Grenzfrequenz konstant, um oberhalb dieser proportional $\frac{1}{\sqrt{f}}$ abzufallen. Die Grenzfrequenz liegt um so tiefer, je höher die Schirmwirkung bei Gleichfeldern ist.

Zur Schirmung bei höheren Frequenzen baut man zweckmäßig die Schirme aus lamelliertem ferromagnetischem Material auf. Besondere Beachtung verdient dabei noch der gute magnetische Schluß der magnetostatischen Schirme. Luftspalte im magnetischen Weg des Schirmes sind sorgfältig zu vermeiden (Naht- oder enge Punktschweißung), weil sie besonders bei hochpermeablen Materialien die effektive Permeabilität und damit die Schirmwirkung stark herabsetzen.

Die in Tabelle 1 angegebenen Formeln gelten nur, wenn die magnetisch leitende Spulenachse keinen wirksamen Nebenschluß zum Schirmkörper darstellt, d. h. um so besser, je größer der Luftspalt zwischen beiden ist.

Tabelle 2. Ersatz technischer Schirmformen durch Grundkörper

Technische Schirmform	Grundkörper	Umrechnung
		
		
		$D = 1,2 a$ $D = \sqrt[3]{a \cdot b \cdot c \cdot \frac{6}{\pi}}$ $D = \sqrt[3]{d^2 \cdot l \cdot \frac{3}{2}}$

Zur Erzielung hoher Schirmwirkungen verwendet man Mehrfachschirme in der Form, daß man das geschirmte Wickelgut als durch einen zweiten Schirm zu schirmendes Objekt behandelt. Als optimale Bemessung von Mehrfachschirmen (s. Abb. 10) gilt:

$$\frac{R_1}{r_1} = \frac{r_2}{R_1} = \frac{R_2}{r_2} = \frac{r_3}{R_2} = \frac{R_3}{r_3} \quad (12)$$

Die Gesamtschirmdämpfung bei Mehrfachschirmen wird für Zweifachschirm

$$b_g \sim b_1 + b_2 + \ln \left[1 - \left(\frac{R_1}{r_2} \right)^3 \right] \quad [N] \quad (13)$$

Wirbelstromschirme

Bei hohen Frequenzen treten neben dem Rückgang der Permeabilität des ferromagnetischen Schirmes große Wirbelstrom- und Hystereseverluste in diesem auf. Hier verwendet man zur Schirmung magnetischer Felder Wirbelstromschirme (s. Tabelle 3). Ihre physikalische Wirkungsweise ist folgende:

Bei hohen Frequenzen tritt in elektrischen Leitern ein Stromverdrängungseffekt auf, den man als Skineffekt oder Hautwirkung bezeichnet, weil die Stromdichte an der Oberfläche des Leiters am größten ist, während sie nach seinem Innern zu nach einer Exponentialfunktion abnimmt. Nach außen tritt dieser Effekt als Widerstandszunahme in Erscheinung, da ja nicht alle Leiterschichten an der Stromleitung voll teilnehmen. Man bezeichnet die Dicke der leitenden Schicht, deren Gleichstromwiderstand gleich dem effektiven reellen Hochfrequenzwiderstand des unendlich dicken Leiters ist, als die „äquivalente Leitschichtdicke“ ϑ . Die Theorie ergibt für die äquivalente Leitschichtdicke

$$\vartheta = \frac{1}{0,02 \pi} \sqrt{\frac{\rho}{f \cdot \mu}} \quad [\text{mm}] \quad (14)$$

Dabei bedeuten f = Frequenz (kHz) ρ = spez. Widerstand $\left[\frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}} \right]$ μ = rel. Permeabilität

(Abb. 11).

Die große Schirmwirkung bei hohen Frequenzen erklärt sich nun daraus, daß die von einem magnetischen Feld im Schirm induzierten Wirbelströme infolge des Skineffektes vorwiegend

Tabelle 3. Wirbelstromschirme

Körper	Schirmdämpfung	Gültig- keits- bereich	Bedeutung der Formel- buchstaben
Parallele Platten Feld parallel zu den Platten- ebenen	$b \sim \ln \left(\frac{4 A d f}{\rho \cdot 10^3} \right) \quad [N]$ $b \sim p + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{2} \left[\left(\frac{p A}{2 d \mu} \right)^2 + \frac{p A}{2 d \mu} + \frac{1}{2} \right] \quad [N]$	$p < 1$ $A \gg d$ $p > 1$	A = Platten- abstand (mm) ρ = spez. Widerst. $\left[\frac{\Omega \cdot \text{mm}^2}{\text{m}} \right]$ f = Frequ. (kHz) p = Wirbelstrom- parameter μ = rel. Permea- bilität R = Spulenradius (mm)
Einfache Platte zw. koaxialen Spulen	$b = \ln \left(\frac{0,223 R \cdot d \cdot f}{\rho} \right) \quad [N]$	1)	
Unendlich langer Hohl- zylinder Feld parallel zur Längsachse	$b \sim \ln \left(\frac{4 R \cdot d \cdot f}{\rho \cdot 10^3} \right) \quad [N]$ $b \sim p + \frac{1}{2} \ln \left[\left(\frac{p R}{2 d \mu} \right)^2 + \frac{p R}{2 d \mu} + \frac{1}{2} \right] \quad [N]$ $b = \ln \left(\frac{R e^{\frac{d}{\vartheta}}}{2 \sqrt{2} \vartheta} \right) \quad [N]$ $= p + \ln \left(\frac{p R}{2 \sqrt{2} d} \right) \quad [N]$	$p < 1$ $R \gg d$ $p > 1$ $p > 2$ $\mu = 1$	R = Innenradius (mm) d = Wandstärke (mm)
Unendlich langer Hohl- zylinder Feld senkrecht zur Längsachse	$b = \ln \sqrt{1 + \frac{(R_i d)^2}{\vartheta^4} \left[1 + \frac{d}{3 R_i} + \frac{1}{4} \left(\frac{d}{R_i} \right)^2 \right]} \quad [N]$ $b = \ln \frac{2,5 \cdot \sqrt{2} \cdot \frac{R_i}{\vartheta} \cdot e^{\frac{10 d}{\vartheta}}}{\sqrt{\frac{R_a}{R_i} \left(1 + \frac{R_i + 15 R_a}{80 R_a} \frac{R_i}{\vartheta} \right)}} \quad [N]$	$p < 0,7$ $p > 2$	R_i = Innenradius R_a = Außenradius
Hohlkugel	$b \sim \ln \left(\frac{2,66 R \cdot d \cdot f}{\vartheta 10^3} \right) \quad [N]$ $b \sim p + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{2} \left[\left(\frac{p R}{3 d} \right)^2 + \frac{p R}{3 d} + \frac{1}{2} \right] \quad [N]$ $b = \ln \left(\frac{R e^{\frac{d}{\vartheta}}}{3 \sqrt{2} \vartheta} \right) [N] = p + \ln \left(\frac{p R}{3 \sqrt{2} d} \right) [N]$	$p < 1$ $R \gg d$ $p > 1$ $p > 2$ $\mu = 1$	f = Frequenz (kHz) R = Radius (mm)

1) Spulenabstand groß gegen Spulenradius und klein gegen Plattenabmessung.

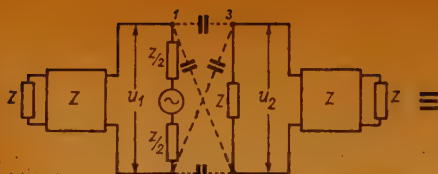


Abb. 8
Kopplungen zwischen erdsymmetrischen Vierpolsystemen

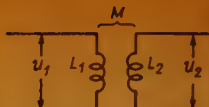
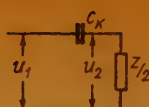


Abb. 9
Induktive Kopplung



Abb. 10
Anordnung von Mehrfachschirmen

auf der Oberfläche der dem Störer zugekehrten Seite des Schirmes fließen, während der Strom auf der anderen Seite nach dem Exponentialgesetz

$$H_x = H_0 e^{-\frac{x}{\delta}} \quad (15)$$

(wobei H_x die Feldstärke im Abstand x von der Oberfläche, H_0 die Feldstärke an der Oberfläche bedeuten) abgeklungen ist und mit ihm das mit ihm verkettete magnetische Feld.

Man bezeichnet

$$\delta = \frac{d}{\vartheta} \quad (16)$$

als Wirbelstromparameter, wobei d die Plattendicke in mm und ϑ die äquivalente Leitschichtdicke bedeuten.

In Tabelle 3 sind die Formeln für die Grundkörper zusammengestellt. Für die technischen Schirmformen werden die Formeln der Tabelle 3 und die Umwandlungen der Tabelle 2 verwendet. Schmale flache Becher ersetzt man durch parallele Platten.

Für Mehrfachwirbelstromschirme gilt das gleiche für den Aufbau wie für magnetostatische Mehrfachschirme.

Man sieht ferner ohne weiteres, daß magnetostatische Schirme bei höheren Frequenzen auch als Wirbelstromschirme wirken. Im Übergangsgebiet kann es je nach dem Überwiegen eines der beiden Effekte zu Unregelmäßigkeiten im Dämpfungsverlauf kommen. Es ist dieses Gebiet nur schwer der Rechnung zugänglich und soll an dieser Stelle nicht behandelt werden.

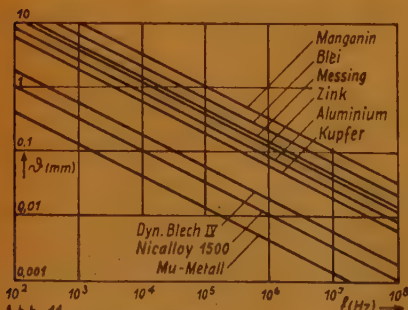


Abb. 11
Äquivalente Leitschichtdicke

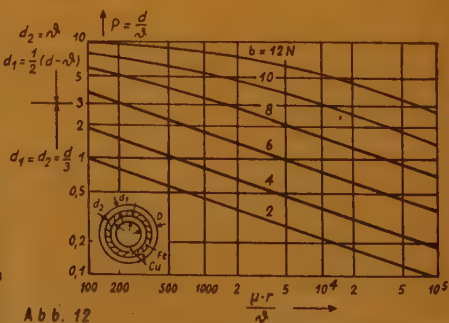


Abb. 12
Kombinierter Cu-Fe-Cu-Schirm, Schirmdämpfung. (8)

Zur Schirmung von Wickelgütern über einen Frequenzbereich von tiefsten bis hohen Frequenzen werden häufig kombinierte Schirme verwendet, die aus mehreren möglichst eng zusammengebauten Schirmen bestehen, wobei magnetostatische und Wirbelstromschirme miteinander abwechseln. Dabei legt man zweckmäßig einen Kupferschirm nach außen zum Störfeld (Cu — Fe — Cu). Die Dimensionierung nimmt man normalerweise je nach Frequenzbereich vor, und zwar macht man für den tiefen Frequenzbereich ($p < 1$) alle Schichten gleich stark, im hohen Frequenzbereich ($p > 1$) macht man die Dicke des Eisanschirmes gleich der äquivalenten Leitschichtdicke δ im Kupfer. Mit Hilfe eines Matrizenrechnungsverfahrens lassen sich die Schirmstärken für eine bestimmte Schirmdämpfung berechnen [8]. In Abb. 12 ist dieser Zusammenhang grafisch dargestellt.

Gemischte Kopplungen

Kapazitiv-galvanische Kopplung

Kapazitiv-galvanische Kopplungen treten in Geräten mit kapazitiver Schirmung leicht auf, wenn die Schirme an anderen Stellen als zwischen den zu schirmenden Objekten mit dem Nulleiter verbunden werden. Das ist in der Regel bei Geräten der Fall, bei denen alle Schirme mit dem Gehäuse verbunden sind und dieses nur an einer Stelle — zur Vermeidung von galvanischen Kopplungen — mit dem Nulleiter verbunden wird. Es ergeben sich bei solcher Verbindung zweierlei Kopplungen. Einmal treten galvanische Beeinflussungen anderer Stromkreise auf, die durch den Schirmstrom hervorgerufen werden, und zweitens verzeichnet man eine Verminderung der Schirmwirkung durch in den Schirm galvanisch gekoppelte Spannungen (Schirmschwund).

Schirmschwund

Das Prinzip des Schirmschwundes zeigt Abb. 13.

Denkt man sich in Abb. 13 die in den Schirm gekoppelte Spannung U_k fort, so ergibt sich eine kapazitive Schirmung mit der Kopplungsdämpfung $b = \infty$. Aus Abb. 13 wird

$$b = \ln \left| \frac{U_1}{U_k} \frac{2}{Z \omega C_2} \right| \quad [N] \quad (17)$$

wobei U_k eine Funktion der Spannung U_1 ist.

$$U_k = f(U_1) \quad (18)$$

Ein Vergleich der Gleichungen (17) und (6) zeigt, daß man die Wirkung der in den Schirm gekoppelten Spannung als eine Kapazität C_g (Abb. 13) darstellen kann von der Größe

$$C_g = C_2 \left| \frac{U_k}{U_1} \right| \quad (19)$$

Man bezeichnet C_g als „Schirmschwund“, weil eine mechanische Verkleinerung des Schirmes offensichtlich die gleiche Wirkung wie die eingekoppelte Spannung U_k hervorbringt.

Der einfachste Fall eines Schirmschwundes liegt vor, wenn der Schirm einen endlichen von null verschiedenen Widerstand besitzt (siehe Abb. 14).

Für den Fall der Abb. 14 heißt die Gl. (18)

$$U_k = U_1 j \omega C_1 R_g \quad (20)$$

Daraus wird nach Gl. (19)

$$C_g = C_2 \cdot \omega C_1 R_g \quad (21)$$

$$C_1 = C_2 = 5 \text{ pF} \quad f = 10 \text{ MHz} \quad R_g = j \omega L = j 1,2 \Omega \quad L = 20 \text{ nH} \quad Z = 70 \Omega.$$

Aus Gl. (21) erhält man $C_g = 1,85 \cdot 10^{-3} \text{ pF}$, und aus Gl. (6) $b = 12,4 \text{ N}$.

Bei Geräten mit kapazitiver Schirmung durch Gehäuseschirme und durchlaufendem Nulleiter können durch falsche Erdung des Nulleiters erhebliche Schirmschwünde auftreten, wie das folgende Beispiel zeigt:

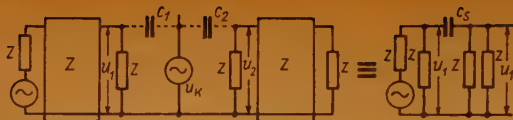


Abb. 13
Schirmschwind

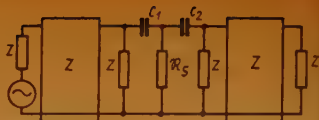


Abb. 14

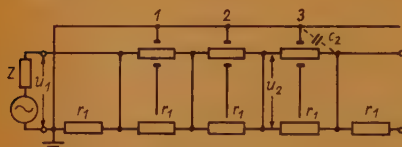


Abb. 15
Erdung an der Stelle des grössten Pegels

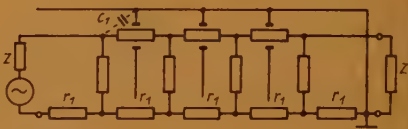


Abb. 16
Erdung an der Stelle des kleinsten Pegels



Abb. 17
Erdstromführendes Schirmsystem

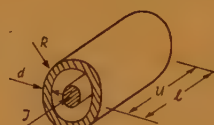


Abb. 18
Koaxiale Leitung

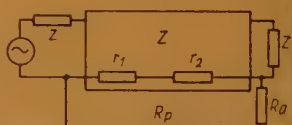


Abb. 19
Doppelerdung bei erdstromführenden Schirmsystemen

Es ist in Abb. 15 die Erdung an der Stelle des größten Pegels eines Kettenleiters dargestellt. Für den Schirm 3 wird der Schirmschwind nach Gl. (19)

$$C_3 = C_2 \left| \frac{n_1 \cdot r_1}{n_2 \cdot Z} \right| \quad (22)$$

bezeichnet man $b = \ln \frac{n_1}{n_2}$ als die Betriebsdämpfung bis zum Schirm 3, so wird

$$C_3 = C_2 \left| \frac{r_1}{Z} \right| e^b \quad (23)$$

$C_2 = 5 \text{ pF}$, $r_1 = j \omega L = j 0,04 \Omega$, $L = 12 \text{ nH}$, $f = 500 \text{ kHz}$, $Z = 600 \Omega$, $b = 10 \text{ N}$.

Aus Gl. (23) erhält man $C_3 = 7,4 \text{ pF}$.

Das Ergebnis besagt also, daß die Koppelkapazität in diesem Falle infolge des Schirmschwundes größer ist als ohne den Schirm ($C_{\text{ohne}} \sim C/2 = 2,5 \text{ pF}$).

Schirmstromkopplung

Es seien nun die Kopplungen betrachtet, die auftreten, wenn man die Nulleiterverbindung mit dem Gehäuse nach der bekannten Regel — Erdung an der Stelle des kleinsten Pegels — vornimmt. Auch hier tritt eine kapazitiv-galvanische Kopplung auf (siehe Abb. 16).

Aus Abb. 16 ergibt sich die Kopplungsdämpfung zu

$$b = \ln \left| \frac{2}{\omega C_1 r_1} \right| [N] \quad (24)$$

Es seien $C_1 = 5 \text{ pF}$, $r_1 = j \omega L = j 0,04 \Omega$, $L = 12 \text{ nH}$, $f = 500 \text{ kHz}$. Nach Gl. (24) ergibt sich daraus $b = 15 \text{ N}$.

Außerdem tritt bei allen Schirmen ein Schirmschwind auf, da die Schirme erst über die Widerstände des Nulleiters mit den Nulleiterpunkten der zu schirmenden Objekte verbunden sind. Der Schirmschwind ist für den Schirm 1 am größten, da hierfür die in den Schirm gekoppelte Spannung am größten ist. Nach Gl. (21) wird der Schirmschwind des ersten Schirmes

$$C_3 = C_2 \cdot \omega C_1 \cdot 3r_1 \quad (25)$$

Mit den Werten des obigen Beispiels erhält man $C_s = 10^{-5}$ pF. Die Kopplungsdämpfung wird mit dieser Kapazität nach Gl. (6) $b = 18,5$ N.

Es tritt hier also störend die Kopplung durch den kapazitiven Schirmstrom in Erscheinung, so daß man bei Frequenzen oberhalb einiger MHz infolge der begrenzten Möglichkeit der Verkleinerung der Nulleiterinduktivität mit Vorteil ein anderes Schirmsystem benutzt.

Erdstromführende Schirme

Das Prinzip der erdstromführenden Schirme ist in Abb. 17 dargestellt.

Das Gehäuse selbst wird als Nulleiter benutzt. Kapazitive Schirme werden längs ihrer Begrenzungslinie mit dem Gehäuse elektrisch leitend verbunden, so daß „wasserdichte“ Kammern entstehen. Infolge ihrer Verbindung mit dem Nulleitergehäuse zwischen den zu schirmenden Objekten können Schirmschwünde nur infolge der Impedanz der kapazitiven Schirme auftreten, da aber diese sehr klein werden, kann man mit dieser Anordnung extrem hohe Kopplungsdämpfungen erreichen. Das Vorbild für diese Art Schirmsysteme ist die koaxiale Leitung. (s. Abb. 18).

Der Kopplungswiderstand $\frac{u}{i} = r$ (Abb. 18) ergibt sich zu

$$r = \frac{\frac{d}{\vartheta} (1 - j)}{\operatorname{Ein} \left[\frac{d}{\vartheta} (1 - j) \right]} \cdot \frac{\rho \cdot l}{d R 2 \pi} \quad [\Omega] \quad (26)$$

Verbindet man nun in einem solchen erdstromführenden Schirmsystem Ausgang und Eingang miteinander, so ergibt sich die Ersatzschaltung Abb. 19.

($R_a + R_p$ = Impedanz der Schleife Erdschirm-Kurzschluß (Frontplatte). Aus der Abb. 19 ergibt sich die Kopplungsdämpfung zwischen Ein- und Ausgang zu

$$b = \ln \left| \frac{2 Z (R_a + R_p) 2}{r^2} \right| \quad [N] \quad (27)$$

Es seien z. B. $d = 1$ mm, $\frac{\rho \cdot l}{d \cdot R \cdot 2 \pi} = 2 \cdot 10^{-5} \Omega$, $\vartheta = 0,015$ mm, $R_a = j \omega L = j 0,12 \Omega$, $f = 1$ MHz, $L = 20$ nH, $Z = 70 \Omega$.

Aus Gl. (27) erhält man $b = 24,7$ N.

Interessant hierbei und wohl zu bedenken ist die Tatsache, daß mit tiefer werdender Frequenz die Kopplungsdämpfung infolge der besseren Stromdurchdringung des Außenschirmes abnimmt. Für das obige Beispiel wird sie z. B. für die Frequenz null

$$b = \ln \frac{Z (R_p + 2r) \cdot 2}{r^2} \quad (28)$$

Es seien $r = 2 \cdot 10^{-5} \Omega$, $R_p = 2 \cdot 10^{-4} \Omega$, $Z = 70 \Omega$.

Damit wird aus Gl. (28) $b = 18,0$ N.

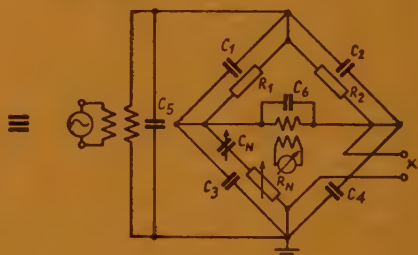
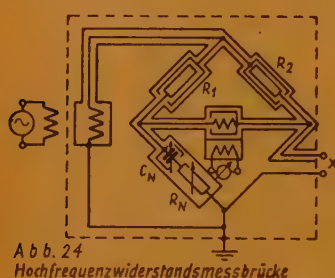
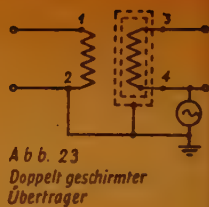
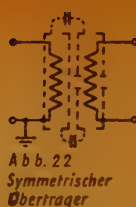
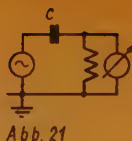
Induktiv-kapazitive Kopplung

Als Folge der Kapazität zwischen den Wicklungen eines Übertragers tritt im Ausgangskreis eine Spannung auf, die nicht nur von dem Potentialunterschied zwischen den Eingangsklemmen abhängt, sondern auch von der absoluten Höhe des Potentials.

Abb. 20 zeigt das Prinzip einer Differentialmeßbrücke zur Messung komplexer Widerstände. Die Brücke ist abgeglichen, wenn die Teilströme J_1 und J_2 gleich groß sind, d. h. wenn $R_x =$

$R + \frac{1}{j \omega C}$ ist. Die Potentialdifferenz an den Drosselpunkten 1 und 2 ist dann null. Der an der

Sekundärwicklung angeschlossene Anzeigeverstärker sollte dann ebenfalls null zeigen. Infolge der Wicklungskapazität ergibt sich eine Spannungsteilung in der in Abb. 21 gezeigten Weise.



In Wirklichkeit greifen die in Abb. 20 dargestellten Kapazitäten nicht an den Wicklungsenden, sondern verteilt an den Wicklungen an, so daß sie sich in dieser Ersatzschaltung infolge der Wicklungsinduktivität als frequenzabhängig erweisen. Schließt man die Übertragungswicklungen völlig in Metallfolien ein, so daß sich deren isolierte Enden überlappen und keine Kurzschlußwicklung bilden, so kann durch Verbinden eines solchen Schirmes mit einem Wicklungsende das definierte Angreifen aller Kapazitäten an diesem Punkt erreicht werden. Man nennt solche Schirme Äquipotentialschirme, die in Abb. 22, 23 und 24 gezeigt sind.

Die Primärwicklung des Übertragers in Abb. 23 liegt auf einem anderen Potential als die Sekundärwicklung, so daß bei doppelter Schirmung keiner der kapazitiven Ströme des Störers durch irgendeinen Teil einer Wicklung fließen kann. Bei hochohmigen Spannungsübertragern mit gemeinsamem Erdpol für Primär- und Sekundärwicklung kommt man im allgemeinen mit einem einfachen Schirm aus.

In Abb. 24 ist das Prinzip einer Widerstandsmeßbrücke für den Hochfrequenzbereich dargestellt. Man sieht aus der Ersatzschaltung, in welcher Weise die Kapazitäten an die Brückenschnittpunkte angreifen. Man kann durch Zusetzen von Kondensatoren die Brückenschaltung $C_1 C_2 C_3 C_4$ abgleichen, so daß diese Kapazitäten die Messung nicht mehr beeinflussen.

Literatur

- [1] Dr. G. Häbler, Äquipotentialschirmung und Erdung; unveröffentlichter Bericht (1947).
- [2] G. H. Domsch, Die Abschirmung von Wickelgütern, unveröffentlichter Bericht (1947).
- [3] O. Zinke, Hochfrequenzmeßtechnik; Verlag Hirzel.
- [4] J. Wallot, Einführung in die Theorie der Schwachstromtechnik, Springer-Verlag.
- [5] Dornseifer u. Sixtus, Abschirmung durch ferromagnetische Hüllen; Jb. AEG-Forschung (1942) 9, 2/3, 149.
- [6] Gustafson, Magnetic Shields for Transformers; Bell Lab. Rec. (1938) 17, S. 97.
- [7] Kaden, Die Schirmwirkung metallischer Hüllen gegen magnetische Wechselfelder; SZ. Hochfr. (1932) 40, S. 92.
- [8] Kaden u. Sommer, Die Schirmwirkung mehrschichtiger Lagenschirme in Fernmeldekabeln; ENT (1940) 17, 1, 6.
- [9] F. E. Terman, Radio Engineer's Handbook, McGraw-Hill Book Comp. New York.

AUS DER PATENTLITERATUR

Magnetfeld- und Kurzwellenröhren

US-Patent 2 459 195 (Raytheon Manufacturing Co., 1945) „Felderzeugung in Magnetfeldröhren“.

Zur Erzeugung starker Magnetfelder, z. B. für Magnetfeldröhren, werden gewöhnlich schwere und große Magneten oder Feldspulen benötigt. Die Erfindung bezieht sich auf die Herstellung kleiner und leichterer Mittel zur Erzeugung eines magnetischen Feldes in einer Magnetfeldröhre, das senkrecht zum Entladungsweg der Elektronen gerichtet ist. Insbesondere werden Magnetpole beschrieben, die auch für andere Röhren verwendet werden können. Die dargestellte Magnetfeldröhre besteht aus einem an beiden Enden offenen Zylinder 6 aus gut leitendem Metall, der im Inneren mit einer Anzahl von radialen Anodenteilen 7 versehen ist. Zwischen den Randflächen 10 dieser Anodenteile und der indirekt geheizten Katode 8 entsteht ein ringförmiger Entladungsraum 9. Die offenen Enden des Zylinders 6 werden durch Endplatten 19, 20 verschlossen, die ebenfalls aus gut leitendem Metall bestehen sollen. In der Mitte dieser Endplatten befinden sich Öffnungen 21, 22, durch die axial zur Katode ausgerichtete Polkörper 23, 24 in den Zylinder hineinragen. Diese Polkörper bestehen aus einem Hohlteil 25 aus gut leitendem Material, z. B. aus Stahl- oder Kupferfolie und einem zylindrischen Teil 26, dessen Vorderwand mit einer Vertiefung 28 ausgestattet ist, um das Anbringen einer Halterung für die Katode zu erleichtern. Die äußeren Teile 32 des Hohlkörpers 25 erhalten vorzugsweise einen rechteckigen Querschnitt, damit ebene Oberflächen entstehen, und werden mit Endplatten 33 verschlossen. Die Hohlkörper werden mit pulverisiertem Material 34 von hoher Koerzitivkraft, z. B. Alnico, gefüllt. Dieses Material wird vor dem Verschließen des Hohlraums gesintert und so stark erhitzt, daß sich maximale magnetische Eigenschaften ergeben. Auf die Flächen der rechteckigen Teile 32 wird zu beiden Seiten je ein Pol eines Hufeisen- oder eines anderen Magneten aufgesetzt.

US-Patent 2 414 605 (Westinghouse Electric Corp., 1943) „Vibrationsfreie Katodenhalterung“.

Die Erfindung will eine vibrationsfreie Halterung für Katoden von Magnetfeldröhren schaffen. Erschütterungen, die die Arbeit einer Hochfrequenzzeugerröhre sehr stören können, treten z. B. auf, wenn die Röhre in einem Flugzeug verwendet wird. Die dargestellte Magnetfeldröhre 10 hat die übliche zylindrische Gestalt und besitzt einen zentral gelegenen Hohlraum 13 sowie radial

angeordnete Resonanzkammern 14, die durch das Endstück 11 durchgeführt sind. Die zylindrische Katode 16 befindet sich axial in der mittleren Kammer 13 und wird durch den gewendelten Heizfaden 17 indirekt erhitzt. Metallscheiben 19, die flach auf die Oberfläche der Isolatoren 18 aufgelegt sind, erhalten durch den Metallzylinder 22 Verbindung mit den Enden des Heizdrahtes 17. Die Zuführungsdrähte 20 werden vakuumdicht in das Röhreninnere eingeführt und mit den Platten 19 verschweißt. Über den Metallscheiben 19 befinden sich Isolationsstücke 23 in Form von abgesetzten Hohlzylindern, die mit ihrem breiteren Ende in kreisförmigen Vertiefungen auf der Innenseite der Deckplatte 12 gelagert sind. Auf diese Weise soll die Katode vor Bewegungen relativ zum Röhrenkörper geschützt werden. Durch die abgesetzte Form des Isolationsstückes 23 ergibt sich ein langer Oberflächenweg im Isolator für den Hochfrequenzstrom, so daß ein Spannungsüberschlag zwischen der Endplatte 12 und der Katodenscheibe 19 vermieden wird. Da das Hochfrequenzfeld in der Nähe der Mittelachse besonders schwach ist, sind die Isolationsstücke 23 vor störenden Hochfrequenzeinflüssen gesichert.

US-Patent 2 414 581 (Westinghouse Electric Corp., 1943) „Katodenhalterung in Magnetfeldröhren“.

In den meisten Magnetfeldröhren werden, um die Katode abzuschirmen und den Glühfaden zu halten, an den Enden der Katode Metallplatten oder -scheiben angebracht. Zwischen diesen Platten und der Katode befinden sich Isolatoren, z. B. aus Lava, die man bisher mit den Platten dadurch zu verbinden suchte, daß man den Heizfaden durch die Isolatoren führte und an den Metallplatten befestigte. Wegen seiner großen Empfindlichkeit gegen mechanische Einwirkungen muß der Heizfaden aber locker in die Isolatoren eingepaßt werden. Daher ergeben sich zwischen Isolator und Schirmplatte leicht Verschiebungen, die zur Folge haben, daß die Katode aus ihrer koaxialen Lage innerhalb der Anode gerückt wird und daß schädliche Vibrationen entstehen können. Die Erfindung sieht Mittel zur Verhinderung solcher Verschiebungen vor. Die Katode 14 besteht aus einer Röhre mit emittierender äußerer Oberfläche, die durch den Heizfaden 19 indirekt geheizt wird. Die Enden der Katodenröhre sind mit zylindrischen Isolatoren 15 verschlossen; an den Außenflächen dieser Isolatoren befinden sich Schirmplatten 16, die mit den stabförmigen Zuleitungen 17 verbunden sind. In die zentralen Öffnungen der Schirmplatten 16 und der Isolatoren werden Einfassungen 21 ein-

gesetzt, die mit den Schirmschilden 16 verschweißt werden und so fest an den Isolatoren anliegen sollen, daß sie sich gegen diese nicht verschieben können. Die Flansche 22 der Einfassungen 21 sollen auch dafür sorgen, daß die Schirmschilden sich nicht in axialer Richtung von den Isolatoren entfernen können. Auf die Flansche 22 werden Stützen 23 aufgesetzt und mit ihren Flanschen 14 angeschweißt. Die Enden des Heizdrahtes 19 werden durch die Einfassungen 21 und die Stützen 23 geführt, dann werden die Stützen 23 zusammengequetscht und mit dem Heizfaden stumpf verschweißt.

US-Patent 2 443 463 (General Electric Co., 1946)
„Abstimmung von Hohlraumresonatoren“.

Die Erfindung bezieht sich auf Elektronenröhren mit Hohlraumresonatoren, insbesondere auf solche, in denen die Geschwindigkeit der Elektronen moduliert wird. Da Hohlraumresonatoren gewöhnlich nur mit geringen Abweichungen bei einer Grundfrequenz schwingen können, befaßt sich die Erfindung damit, die Grundfrequenz solcher Röhren innerhalb eines größeren Regelbereichs veränderbar zu machen. Die Diphragmen 9, 10, die die obere und untere Wand der Resonanzkammer bilden, sind von verschiedenem äußeren Durchmesser. Ihr äußerer Rand wird mit je einem zylindrischen Teil 12 bzw. 13 verbunden. Ein Stutzen 14 verbindet die beiden Zylinder 12, 13 und bildet die äußere Wand der Resonanzkammer. Auf das zylindrische Teil 12 wird ein Zylinder 15 aufgesetzt, während der Ring 16 auf dem Zylinder 13 verschiebbar angebracht ist. Der Verbindungsstutzen 14 läßt sich coaxial bewegen und behält dabei mit den zylindrischen Teilen 12, 13 festen Kontakt. Dadurch kann der Resonanzhohlraum 6 vergrößert oder verkleinert werden und die Grundfrequenz der Resonanzschwingungen wird variabel. Durch die Erfindung soll eine Variation der Grundfrequenz um $\pm 20\%$ ermöglicht werden.

US-Patent 2 428 888 (General Electric Co., 1946)
„Magnetfeldröhre“.

Die Erfindung bezweckt einen vereinfachten Bau und somit eine billigere Fabrikation von Magnetfeldröhren. Aus der Katode 16 emittierte Elektronen werden zwischen der Katode und den Anodenteilen 6—13 durch ein axial gerichtetes magnetisches Feld abgelenkt und erregen im Resonator 32 Hochfrequenzschwingungen, die mit Hilfe einer konzentrischen Übertragungsleitung abgenommen werden können. Auf einen Glaszylinder 1 sind oben und unten Metallscheiben 5 aufgesetzt, die mit zylindrischen Flanschteilen 4 versehen sind. Die Anodenteile 6—13 sind konzentrisch angeordnet und werden alternierend ent-

weder durch den Ring 14 mit dem oberen Flansch 15 oder durch den Ring 15 mit dem unteren Flansch 16 verbunden. Die Ringe 14, 15 sollen aus massivem Molybdän bestehen. Die gewendelte Katode 16 ist an einem Ende mit der Scheibe 17, am anderen mit einem zylindrischen Block 18 verbunden, der sich in dem Stutzen 19 fortsetzt. 19 dient als Anschlußpol für die Katode und wird durch den Glaskörper 21 an einem Stutzen 20 befestigt, dessen oberes Ende mit einem Ring 22 aus Stahl oder anderem magnetischem Material verschweißt ist. Der Stab 23 dient als zweiter Pol für die Katode, an sein unteres Ende schließt sich der zylindrische Leiter 25 an, der durch den Glaskörper 26 an dem Stutzen 19 befestigt ist. Mit dem Stahlring 27 ist ein Stutzen 27' verschweißt, auf den ein Glaskolben 28 aufgesetzt wird, in dem sich die Gettervorrichtung 29 befindet. Das magnetische Feld wird durch einen Elektromagnet erzeugt, dessen Pole mit den Ringen 22 und 27 verbunden sind. Die Abmessungen der Resonatorkammer können durch zwei Schieber variiert werden.

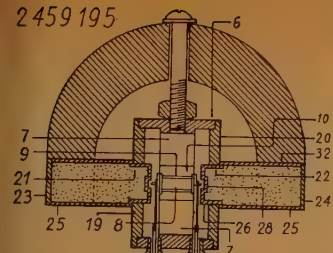
US-Patent 2 431 638 (Standard Telephones & Cables Limited, 1943)
„Abstimmung von Hochfrequenzresonatoren“.

Die Erfindung bezieht sich auf Hochfrequenzresonatoren, bei denen ein coaxialer Übertragungsleiter als äußeres Resonatorteil dient, so daß die Abstimmung der Röhre durch Mittel vorgenommen werden kann, die sich außerhalb des Röhrenkolbens befinden. Die Resonatorröhre A ist in die Metallkappe C so eingedrückt, daß beide Teile leitend verbunden sind. Die Laufzeltröhre B ist durch eine biegsame Zuführung G mit dem Mittelpol E verbunden, der in dem Glasverschluß F befestigt ist. An der Metallkappe C ist ein metallischer Flansch H angeschweißt, so daß die Röhre bequem an eine coaxiale Übertragungsleitung J, K angeschlossen werden kann.

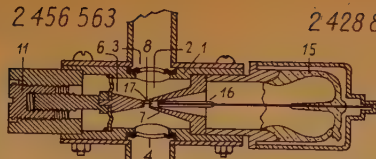
US-Patent 2 456 563 (Sylvania Electric Products Inc., 1944)
„Entladungsteil für gasgefüllte Resonatoren“.

Die Erfindung hat gasgefüllte Resonatorkörper für den Ultrakurzwellenbereich zum Gegenstand und bezweckt konstante Energieabnahme bei variabler Arbeitsfrequenz der Röhre. Die beschriebene Röhre besitzt einen Kolben 1 aus gut leitendem Metall, eine Resonanzkammer 2, zwei Verbindungsfenster 3 und 4, durch die Hochfrequenzwellen ein- und austreten können. Das Entladungsteil besteht aus zwei konisch geformten Elektroden 6, 7, die sich mit ihren abgerundeten Spitzen in geringem Abstand gegenüberstehen. Am inneren Ende des hohlen Konus 7 befindet sich eine Öffnung 8, die einen größeren Durchmesser hat als der durch sie in das Innere des Konus hineinragende Stab 17.

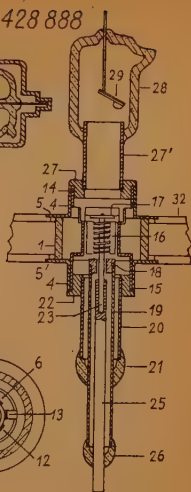
2459 195



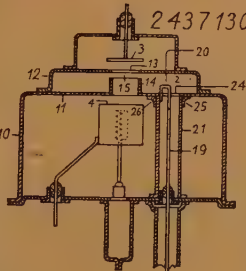
2456 563



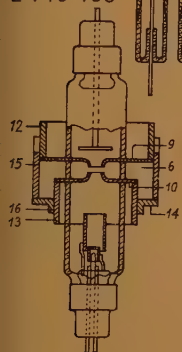
2428 888



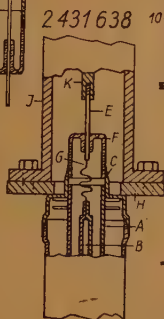
2437 130



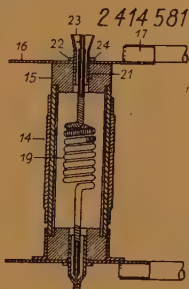
2443 463



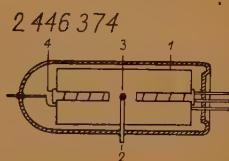
2431 638



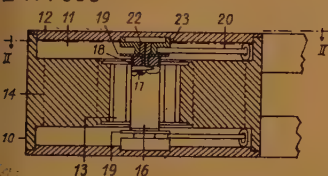
2414 581



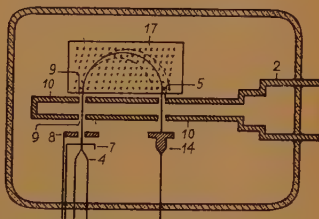
2446 374



2414 605



2457 495



Dieser Stab ist an der Spitze des massiven Konus 6 befestigt und kann in Richtung seiner Achse bewegt werden. Wenn die Arbeitsfrequenz der Röhre einem äußeren Kreis angeglichen werden soll, läßt sich dies durch Verstellen des Konus 6 mit Hilfe der Reglerschraube 11 erreichen. Dabei wird jedoch der Entladungsspalt zwischen dem Konus 7 und dem Stab 17 konstant gehalten, so daß auch die abgeleitete Energie für alle Arbeitsfrequenzen gleich bleibt. Der Stift 16 wird außen mit einer Spannungsquelle verbunden und führt dem Gas Energie zu. Die gläserne Evakuierkammer 15 teilt mit der Resonanzkammer 2 durch die Öffnung im Konus 7 in Verbindung, so daß das Gas durch das Evakuerröhrchen in die Röhre eingefüllt werden kann.

US-Patent 2 437 130 (General Electric Co., 1944) „Energieentnahme bei Hohlraumresonatoren“.

Die Erfindung will die Entnahme von Hochfrequenzenergie aus Hohlraumresonatoren verbessern. Bei den bisher angewendeten Konstruktionen treten zwischen der Abführungsleitung und dem Hohlraumresonator Ableitungseffekte auf, die den Wirkungsgrad des Resonators herabsetzen. Als Beispiel ist ein Hohlraumresonator 2 beschrieben, in dem die Geschwindigkeit der Elektronen moduliert wird. Die obere Wand 11 des Rohrenteles 10 bildet die untere Wand für den Hohlraumresonator, nach oben wird dieser durch das Metallstück 12 abgeschlossen. Der vom Strahler 4' nach oben ausgesandte Elektronenstrahl tritt durch ein ringförmiges Metallteil 14, das mit der

Öffnung 13 ausgerichtet ist, und durchsetzt dann den Spalt 15. An dieser Stelle herrscht ein magnetisches Feld, das die Elektronen entweder beschleunigt oder verzögert. Die Reflektorelektrode 3 wirkt die auftreffenden Elektronen zurück und diese gelangen wiederum in den Resonatorhohlraum, wo sie an das elektrische Feld Energie abgeben. Die im Resonator entstehenden Schwingungen werden von einer Schleife 20 aufgenommen und über die Ableitung 19 nach außen geführt. An der Wand 11 wird unterhalb der Öffnung 24 ein ringförmiges Verbindungsstück 25 angebracht, in das das äußere Ableitungsteil 21 bei der Montage eingesetzt wird. Eine Schmelzverbindung zwischen dem Teil 21 und dem Ring 25 kann dadurch hergestellt werden, daß ein dünner Ring aus Zinn 26 eingelegt wird, der beim Evakuieren schmilzt.

US-Patent 2 457 495 (Sylvania Electric Products Inc., 1944) „Amplitudenmodulation durch Magnetfeld“.

Die Erfindung bezieht sich auf Oszillatoren und Verstärkerröhren für den Dezimeter- und Zentimeterbereich und soll in Überlagerungsempfängern, besonders im Fernmeldewesen, verwendet werden. Ein magnetisches Feld, in der Zeichnung durch Kreuze 17 gekennzeichnet, soll dazu dienen, einen geschwindigkeitsmodulierten Elektronenstrahl zu zerlegen, so daß sich amplitudenmodulierte Teilstrahlen ergeben. Die Katode 7, die durch den Heizfaden 4 indirekt geheizt wird, sendet Elektronen aus, die in Richtung auf den positiv geladenen Resonator 10 beschleunigt werden. Durch eine Einstellung 8 werden die Elektronen zu einem Strahl vereinigt und gelangen dann durch eine der Öffnungen 9 in den Resonatorhohlraum, wo ihre Geschwindigkeit durch ein elektrisches Schwingungsfeld eine Modulation erfährt. Nach dem Durchtritt durch die zweite Öffnung 9 des Resonators bewegen sich die Elektronen unter Einwirkung eines magnetischen Feldes in Richtung auf die obere Öffnung 5, wobei sie ihrer Geschwindigkeit entsprechenden Kreisbahnen folgen. Dadurch gelangen nur Elektronen einer bestimmten Geschwindigkeit zum zweitenmal in den Resonator 10. Der Elektronenstrahl, der den Resonator bei 5 durchläuft, ist amplitudenmoduliert und gibt an den Resonator Energie ab, die zum Teil dem Schwingungsfeld zugeführt, zum anderen Teil durch den Wellenleiter 2 nach außen übertragen wird. Durch eine Feineinstellung des magnetischen Feldes soll erreicht werden, daß der bei 5 in den Resonator eintretende Strahl in der Phase mit der Geschwindigkeitsmodulation übereinstimmt. Eine Sammelelektrode 14 soll die Elektronen abführen. Größere Leistung läßt sich erzielen, wenn bei entsprechender Vergrößerung der Katode statt 5

und 9 mehrere Öffnungen angebracht werden oder indem man mehrere Resonatorkammern übereinander anordnet. Die Abstimmung der Röhre ist am besten, wenn die Strecke, die die Elektronen im Resonator zurücklegen, ein kleines ungerades Vielfaches der halben gewünschten Wellenlänge beträgt.

US-Patent 2 446 374 (Hartford Nationalbank & Trust Co., 1946) „Anode für Kurzwellenröhren“.

Die Erfindung bezieht sich auf die Konstruktion einer verbesserten Anode für Röhren, die im Dezimeter- und Zentimeterwellenbereich arbeiten. Die Anodenzuführung wird gewöhnlich in der Mitte zwischen den Rändern auf der äußeren Anodenoberfläche befestigt. Da wegen des Skin-Effektes der Strom nur auf der Oberfläche des Anodenbleches fließt, erweist sich bei Kurzwellen die Entfernung zwischen der inneren Oberfläche der Anode und dem Befestigungspunkt der Zuleitung als zu groß. Die Erfindung sieht daher auf der Oberfläche des Anodenbleches rund um den Befestigungspunkt Öffnungen vor. Z. B. ist das Anodenblech 1 mit Schlitz 4 oder Rinnen versehen, die vom Anodenrand bis dicht an den Befestigungspunkt 3 der Zuleitung 2 heranreichen. Dadurch ergibt sich ein verkürzter Oberflächenweg für den Anodenstrom. Um ein Entweichen von Elektronen durch die Anodenschlitze zu verhindern, sollen diese durch Bleche überdeckt werden, die mit dem Anodenblech in leitender Verbindung stehen.

Mitgeteilt von Patentanwalt Dipl.-Ing. Curt Wialach, München.

Um unsere Leser in der rechtzeitigen

Wahrnehmung ihrer Einspruchsrechte

zu unterstützen und ihnen vor allem

langwierige Sucharbeiten zu ersparen,

veröffentlichen wir regelmäßig in der

Rubrik

DEUTSCHE PATENT-ANMELDUNGEN

alle Patentanmeldungen unserer Fach-

gebiete.

DEUTSCHE PATENTANMELDUNGEN

Patentanmeldungen werden vom Bekanntmachungstag an 4 Monate lang im Deutschen Patentamt, München, zur Einsicht ausgelegt. Werden bei diesem Amt Unterlagen zu den Patentanmeldungen, z. B. für Einspruchserhebung, bestellt, sind die in der ersten Zeile der nachstehenden Aufstellung wiedergegebenen Zeichen sowie der Bekanntmachungstag anzuführen. Filmmegative von den Unterlagen (24 × 36 mm) werden mit 12 Dpf. je Auslegeseite ausschl. Zustellungskosten, Fotokopien zu festgesetzten Preisen berechnet.

Es bedeuten im folgenden:

Erste Zeile: Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Aktenzeichen;

Zweite Zeile links: Anmeldetag,
rechts: Bekanntmachungstag;

Letzte Zeile: Zahl in () = Anzahl der Text- und Zeichnungsseiten.

Die angeführten Namen sind die der Anmelder, nicht der Erfinder, sofern nicht beide identisch sind.

1. Patent-Anmeldungen

21a⁴, 56. K 1325

10. 1. 50 11. 5. 50

A. Kathrein, Rosenheim

„Antennenverstärker“ (3)

21a⁴, 72/02. p 2471 D

1. 10. 48 11. 5. 50

Grundig-Radio-Werk G. m. b. H., Fürth

„Vorrichtung zur Wellenbereichschaltung und
Antennenkopplung bei Rundfunkgeräten“ (6)

21g, 13/50. p 54 702 D

12. 9. 49 11. 5. 50

J. Neuberger, München

„Einrichtung zur Prüfung von Elektronenröhren“
(6)

37f, 1/02. K 841

3. 12. 49 11. 5. 50

W. Kallmorgen, Hamburg, Dr. W. Kuhl u. Dr. E.
Meyer, Göttingen

„Verfahren zur Verbesserung der Hörsamkeit in
Räumen“ (3)

21a⁴, 49. p 23 067 D

29. 11. 48 17. 5. 50

E. Roderich Dietze, Westerstede

„Verfahren und Vorrichtung zur drahtlosen Über-
mittlung von Darbietungen aller Art“ (6)

21a⁴, 75. p 52 231 D

17. 8. 49 17. 5. 50

Wobbe-Radio G. m. b. H., Rendsburg

„Rundfunkkleinstgerät als Empfänger mit Laut-
sprecher“ (3)

21a³, 16/01. p 52 749 D

23. 8. 49 25. 5. 50

(Schweden 23. 8. 48)

Aktiebolaget Gylling & Co., Stockholm

„Anordnung bei Radiogeräten oder anderen Schall-
frequenzverstärkern“ (8)

21a⁴, 29/01. G 580

10. 12. 49 25. 5. 50

Grundig Radio-Werke G. m. b. H., Fürth, Bay.

„Demodulator für frequenz- oder phasenmodulierte
Schwingungen“ (6)

21a⁴, 68. p 10 762 D

1. 10. 48 25. 5. 50

Siemens & Halske Akt.-Ges., Berlin und München

„Variometer, insbesondere für Rundfunkempfän-
ger“ (4)

21a⁴, 71. p 8858 D

1. 10. 48 25. 5. 50

Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie
m. b. H., Berlin

„Hochfrequenz-Leistungsmesser“ (10)

21a⁴, 75/02. p 6054 D

1. 10. 48 25. 5. 50

C. Bär, Schalksmühle, Westf.

„Vielfachumschalter für Rundfunkempfänger, ins-
besondere Wellenbereichumschalter“ (17)

21a⁴, 75. p 9118 D

1. 10. 48 25. 5. 50

Siemens & Halske Akt.-Ges., Berlin und München

„Rundfunkempfangsgerät“ (4)

21e, 27/01. p 43 606 D

23. 5. 49 25. 5. 50

Metrawatt Akt.-Ges., Nürnberg

„Stromwandler für Vielfach-Strommesser“ (2)

21g, 10/01. p 5933 D

1. 10. 48 25. 5. 50

H. M. Oberländer, Helmbrechts, Oberfr.

„Verfahren zum Herstellen von Drehplattenkon-
densatoren“ (6)

21e, 25/01. p 953 D

1. 10. 48 25. 5. 50

(Exportmesse Hannover 18. 8. 47)

HAGENUK Hanseatische Apparatebau-Gesellschaft Neufeldt & Kuhnke G. m. b. H., Kiel

„Anordnung elektrischer Meßsysteme mit Spiegel- und Lichtzeigerablesung“ (6)

21h, 18/20. p 8853 D

1. 10. 48 25. 5. 50

Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin

„Einrichtung zum Erhitzen von Behandlungsgut, das sich in einem Tiegel befindet, mittels hochfrequenter Induktionsströme“ (4)

21h, 30/16. p 38 850 D

4. 4. 49 25. 5. 50

(Niederlande 17. 4. 48)

N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven, Holland

„Verfahren zum elektrischen Bogenschweißen und umhüllter Schweißstab zur Ausübung dieses Verfahrens“ (5)

21h, 36. p 8856 D

1. 10. 48 25. 5. 50

Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin

„Hochfrequenzerwärmungseinrichtung“ (5)

21h, 36. p 12 420 D

1. 10. 48 25. 5. 50

Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin

„Behälter für im Hochfrequenzfeld zu erwärmen- des Behandlungsgut“ (5)

42s, —. A 143

31. 10. 49 1. 6. 50

Atlas-Werke Akt.-Ges., Bremen

„Magnetostriktionsschwinger“ (4)

21a³, 2/01. p 36 511 D

11. 3. 49 7. 6. 50

Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin

„Dynamisches Lautsprecher-System“ (4)

21a³, 2/01. p 44 412 D

30. 5. 49 7. 6. 50

Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin

„Dynamisches Tauchspulenmikrofon“ (6)

21a³, 10. p 52 488 D

19. 8. 49 7. 6. 50

Dipl.-Ing. H. Haas, Göttingen

„Lautsprecher mit mehreren Antrieben verschiedenen Systems“ (10)

42i, 20/01. p 34 959 D

23. 2. 49 25. 5. 50

A. Sprenger, Clausthal-Zellerfeld

„Radio-Wettersonde“ (4)

21a⁴, 75. p 38 828 D

4. 4. 49 25. 5. 50

Grundig Radio-Werke G. m. b. H., Fürth, Bay.

„Befestigungsvorrichtung für die Rückwand von Rundfunkgeräten“ (9)

21a³, 13/03. p 11 225 D

1. 10. 48 7. 6. 50

Electroacoustic Gesellschaft m. b. H., Kiel

„Dämpfungseinrichtung von Telephonen und Mikrophonen“ (4)

21g, 10/02. p 41 110 D

28. 4. 49 7. 6. 50

Dielektra Akt.-Ges., Porz

„Kondensator mit erhöhter Kapazität“ (4)

21g, 29/40. F 196

31. 10. 49 7. 6. 50

Dr. phil. E. Fenner, Erlangen

„Bildwandler“ (5)

42s, —. p 3024 D

1. 10. 48 7. 6. 50

Siemens-Reiniger-Werke Akt.-Ges., Erlangen

„Einrichtung zur Ultraschallbehandlung mit Flüssigkeitsankopplung“ (4)

REFERATE

*Von den mit einem * versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages von DMW 0,75 je Seite sowie des Einschreibepontos zur Verfügung gestellt werden!*

Hauptversammlung des VDE in Köln

Anläßlich der Hauptversammlung des Verbandes Deutscher Elektrotechniker in Köln (30. Mai bis 3. Juni) wurde eine Reihe sehr interessanter Referate gehalten. Die gesamte Veranstaltung war wieder außerordentlich gut organisiert und die Fachreferate gaben einen ausgezeichneten Überblick über die gesamte neuzeitliche Forschung. Die im Anschluß veröffentlichten Auszüge aus den Referaten geben nur einen kleinen Ausschnitt wieder.

Die Fachgruppe Elektrophysik auf der diesjährigen Jahresversammlung des VDE stand unter der Leitung von Herrn Prof. v. Szalay von der Technischen Universität Berlin-Charlottenburg. Prof. v. Szalay gab zunächst einen prinzipiellen Überblick über die in der Elektrophysik heute zu be-

arbeitenden Probleme und leitete die vier zu haltenden Vorträge ein. Neben zwei technischen Vorträgen wurde von zwei Vortragenden das Gebiet der Elektroakustik gewählt.

Herr Dr. F. Bergtold, Dachau^{*)}, sprach über „Beurteilung von elektroakustischer Wiedergabe“ und Dr. H. Etzold, Berlin-Charlottenburg, über „Optische und akustische Übertragungsprobleme als Arbeitsgebiet der heutigen Elektrophysik“.

Beide Vorträge befaßten sich mit den Fragen, die bei der subjektiven Wahrnehmung elektrisch übertragener Klangbilder zu beachten sind. Wegen der engen Verwandtschaft der in beiden Vorträgen zu behandelnden Gesichtspunkte wurde beschlossen, die Diskussion gemeinsam durchzuführen.

F. Bergtold zeigte, daß in der gesamten elektroakustischen Übertragung nächst den Speicherverfahren Schallplatte, Tonfilm und Magnetofon der Lautsprecher das schwächste Glied der Kette ist. Seine Ausführungen zeigten deutlich, daß zwischen Messung und Beurteilung ein entscheidender Unterschied besteht und daß nicht immer diejenige Anlage die subjektiv beste ist, die meßtechnisch die besten Werte ergibt, sondern daß die Nebenumstände der Beurteilung (z. B. Einflüsse der Aufzeichnung oder der Raumakustik) in jedem Falle berücksichtigt werden müssen.

H. Etzold sprach gleichfalls über die Art der Beurteilung elektrisch übertragener künstlerischer Darbietungen und dehnte die Betrachtungen auch auf das optische Gebiet aus. Er führte den neuen Begriff der „Erlebnistreue“ ein, der so definiert ist, daß eine Anlage dann als vollkommen betrachtet wird, wenn durch die Wiedergabe das gleiche Erlebnis ausgelöst wird, wie durch die Originaldarbietung.

Die Erzielung einer Erlebnistreue macht die Einbeziehung physiologischer und psychologischer Komponenten in die Bewertung des Übertragungskanales notwendig. H. Etzold stellte die Forderung auf, die physiologischen und psychologischen Effekte soweit zahlenmäßig zu erfassen, daß der Ingenieur die Ergebnisse mit in den Rahmen seiner Planungen einbeziehen kann. Es ergab sich eine ange und angeregte Diskussion.

Einseitenbandbetrieb bei FM¹⁾

Für Amplitudenmodulation ist Einseitenbandbetrieb wegen der Vorteile, zugleich zwei Gespräche mit einem einzigen Sender zu übertragen, oder

¹⁾ Herr Dr. Bergtold hat auch in Berlin anläßlich einer Mitgliederversammlung des VDE einen ausgezeichneten Vortrag über ähnliche Probleme gehalten.

²⁾ Fachbericht M. Kulp, Dachau, auf der Jahresversammlung des VDE 1950 in Köln.

auch zur besseren spektralen Ausnutzung und zur Einsparung von Leistung, besonders bedeutungsvoll geworden. Zwar ruft die Unterdrückung des einen Seitenbandes Verzerrungen in der Modulation hervor, diese können aber auf der Empfangsseite durch Selektivverstärkung auf ein erträgliches Maß herabgedrückt werden.

Gerade die große Ausdehnung der Spektren bei FM würde hier einen Einseitenbandbetrieb besonders wünschenswert erscheinen lassen. Daß die Unterdrückung einer Spektralhälfte auf der einen Seite vom Träger ebenfalls Modulationsverzerrungen mit sich bringt, war zu erwarten. Bisher ist aber kein Verfahren angegeben worden, das diese Verzerrungen nachträglich auf der Empfangsseite wieder herabzusetzen gestattet. Berechnungen ergeben, daß der Klirrfaktor zu groß ist, als daß man ohne solche Herabsetzung arbeiten könnte, sei es, daß man bei der Demodulation die im halben Spektrum enthaltene FM, sei es, daß man die im Einseitenbandbetrieb neu entstandene AM benutzt. Trotz der viel dringenderen Notwendigkeit einer Verkleinerung des Spektrums bei FM ist also das AM-Einseitenbandverfahren auf FM nicht übertragbar.

Es gelingt aber eine Reduktion der Ausdehnung der FM-Spektren auf nahezu die Hälfte auf ganz anderem Wege. Bei hohem Modulationsindex zeigen FM-Spektren die Eigentümlichkeit, daß das Spektrum einer halben, positiven oder negativen, Sinuswelle sich mehr und mehr auf die eine Seite des Trägers beschränkt. Diese Eigenschaft kann man dazu benutzen, das Spektrum der anderen Halbwelle in das Spektralgebiet der ersteren zu verlagern, ohne dabei seine Ausdehnung zu vergrößern und auf diese Weise die Hälfte des Spektrums einzusparen oder für einen zweiten Gesprächskanal auszunutzen. Für Modulationsverzerrungen gibt es Maßnahmen zur Abhilfe. Gegenüber Störfrequenzen hat das Verfahren dieselben guten Eigenschaften wie normale FM. Das Verhältnis Signal/Rauschen fällt noch etwas günstiger als bei FM aus.

Neuere fotoelektrische Entwicklungen²⁾

Im Laufe der letzten Jahre wurden in der Entwicklung der Fotozellen, Fotowiderstände und Fotoelemente wesentliche Fortschritte erzielt. Der Bildwandler als spezielle Form der Fotozelle ist eine Röhre, die als Strahlungstransformator und -verstärker verwendet werden kann. Er hat neuerdings als Strahlungsverstärker für die Röntgentechnik Bedeutung erhalten.

²⁾ Fachbericht W. Schaffernicht, Berlin, auf der Jahresversammlung des VDF 1950 in Köln.

Von den Fotowiderständen sind besonders die Cadmiumsulfidkristalle weiterentwickelt worden. Ihre Eigenschaften wurden eingehend untersucht, und die technische Verwendbarkeit der Kristalle wurde erprobt. Die Cadmiumsulfid-Fotowiderstände sind ein wichtiges Hilfsmittel in der fotoelektrischen Steuerungstechnik. Außer Cadmiumsulfid sind noch Sulfide und Selenide anderer Elemente als Fotohalbleiter zu verwenden. Die spektrale Empfindlichkeit hängt jeweils von der Art der Substanz ab und reicht bei einzelnen Halbleitern bis weit in das ultrarote Spektralgebiet. Bei fast allen Substanzen ist im sichtbaren und ultravioletten Spektralgebiet gute Empfindlichkeit vorhanden.

Aus verschiedenen fotoelektrischen Halbleitern lassen sich auch Fotoelemente herstellen, die besonders für Strahlungsmessungen von Bedeutung sind. Es sind Fotoelemente für das gesamte Spektralgebiet ermittelt worden. Fotozellen und -widerstände sowie Fotoelemente werden für mannigfaltige Aufgaben der Meß-, Steuerungs- und Regeltechnik verwendet.

Ausbreitungsverhältnisse von Drahtfunkfrequenzen auf Niederspannungsleitungen, insbesondere auf Freileitungslichtnetzen *)

Erfolgreiche Vorversuche in einem Stadtnetz gaben Veranlassung, im Auftrage der Post genauere Untersuchungen in einem einstrahlungsbehinderten und störbehafteten Ortsnetz unterschiedlicher Materialzusammenstellung durchzuführen. Es wurden Anpassung und Sendeleistung im Hinblick auf tageszeitliche Belastungszustände des Netzes und Störpegelverhältnisse ermittelt und durch Aufnahme von Pegelkurven der Einfluß der direkten Strahlung neben der Drahtausbreitung festgestellt. Die Überschneidung beider Effekte verhindert das Auftreten von Verzerrungen durch Laufzeitunterschiede auf Ringleitungen und Verwirrungszonen bei Einspeisung von zwei Punkten aus. Kreuzmodulationen, insbesondere auf Eisenleitungen, traten bei Aussendung von zwei Meßfrequenzen bzw. zwei Drahtfunkprogrammen nicht auf.

Telefonie mit künstlicher Sprache

Die Auflösung von beliebigen periodischen Vorgängen in eine Summe von sinusförmigen Teilkomponenten nach dem Rechenverfahren von Fourier hat G. S. Ohm bereits 1843 in die Akustik eingeführt. Seit den eingehenden Untersuchungen von Helmholtz hat sich allgemein die Vorstellung

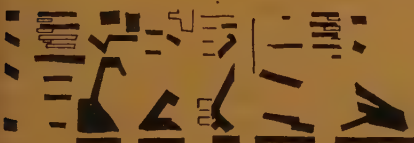
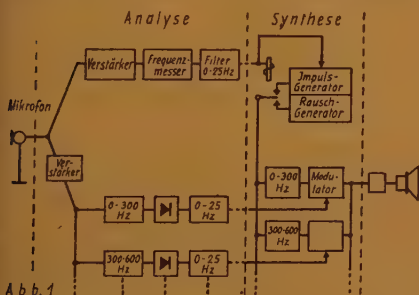
durchgesetzt, Laute irgendwelcher Art als ein Spektrum von Teiltönen zu betrachten. Jedoch haben wir erst durch die Einführung des elektrischen Suchtonverfahrens nach M. Grützmacher 1927 quantitative Spektralbilder aller möglichen Laute — insbesondere der Sprache und der Musikklänge — erhalten. Die Begrenzung des Verfahrens liegt in der langen Analysierzeit, bedingt durch die nacheinanderfolgende Prüfung des gesamten Frequenzbereichs auf das etwaige Vorhandensein von Teiltönen, wobei die Geschwindigkeit der Abtastung wegen der Einschwingzeit des Analysierfilters nicht in gewünschtem Maße gesteigert werden konnte. Diesen Nachteil hat man neuerdings dadurch überwunden, daß die auf Magnetband gemachte Laut-Aufzeichnung für die Analyse mit 200facher Geschwindigkeit abgespielt wird, wobei die Zeitdauer der Einzelanalyse auf $\frac{1}{4}$ Sekunde herabgedrückt werden konnte [1]. Jedoch wurde bereits 1935 bei Siemens eine Kompromißlösung zur Durchführung gebracht, indem der zu analysierende Lautkomplex gleichzeitig in mehreren Filtern verschiedener Frequenz aufgelöst und der Energieinhalt der einzelnen Filter entweder als Oszillogramm von mehreren untereinander aufgezeichneten Sinusschwingungen (Trendelenburg) oder als Spektrum auf dem Schirm der Elektronenstrahlröhre angezeigt wurde (Freystedt). Die Filter von zuerst Oktavbreite und dann von $\frac{1}{2}$ Oktave sollten ein nur ganz rohes Bild der Energieverteilung im Spektrum liefern, wobei die genaue Lage der diskreten Spektrallinien nicht weiter bestimmt wurde.

Dieser Kompromißvorschlag der Auflösung eines Frequenzgemisches in einem Filtersatz von damals 27 Filtern hat sich für die Sprachforschung wie für die Telefonietechnik als äußerst bedeutungsvoll erwiesen. Es zeigte sich nämlich, daß mittels einer beschränkten Anzahl von Filtern Sprachlaute wie auch zusammenhängende Sprache mit ziemlich der gleichen Güte akustisch dargestellt werden kann wie mit einer Vorrichtung, die lückenlos den gesamten akustisch wichtigen Frequenzbereich mit der Auflösung des Suchfilters von 25 Hz anzeigen würde. Die praktische Auswirkung dieser Erkenntnis war die Schaffung von Geräten, die es gestatten, Sprache synthetisch aus wenigen Teiltönen aufzubauen (Voder), ferner die mit dem Mikrofon aufgenommene Sprache in wenige einfache Zeichen aufzulösen ohne hohe Anforderungen an die Verzerrungsfreiheit der Übertragungskanäle (Vocoder) und schließlich die optische Darstellung solcher einfacher Zeichen als neues Mittel der Sprachverständigung für Gehörlose (Visible Speech) [2]. Eine großzügig angelegte Entwicklung auf diesen Gebieten ist bei der Bell Telephone Laboratories seit 1936 im Gange.

*) Fachbericht H. Heller, Berlin, auf der Jahresversammlung des VDE 1950 in Köln.

Das fundamentale Ergebnis dieser Forschungen sind weniger die sensationell anmutenden Roboter-Geräte als vielmehr die Erkenntnis, daß die Sprache aus verblüffend wenigen charakteristischen Komponenten besteht, die in zerlegtem Zustand als Gleichstromimpulse die denkbar geringsten Anforderungen an Übertragung und Transformation vom Elektrischen ins Akustische bzw. auch ins Optische stellt. Sprachlaute werden gekennzeichnet durch Tonhöhe, Intensität und spektrale Zusammensetzung. Der Schallträger ist entweder die Stimmlippenschwingung oder das Strömungsgeräusch der Atemluft. Dieser Träger unterliegt durch die Artikulatoren (Muskeln des Ansatzrohrs) einer Amplitudenmodulation, wobei die Silbenabstände einer durchschnittlichen Grundfrequenz von 5 Hz entsprechen [3].

Während man bisher für Übertragungen von Sprache auf Grund theoretischer und praktischer Überlegungen mit einer Bandbreite von 3000 Hz rechnete, erzielt man nunmehr eine durchaus befriedigende Sprachverständlichkeit mit nur 400 Hz Übertragungs-Bandbreite, wenn eine Sprechgeschwindigkeit von 10 Lauten/sec. zugrundegelegt



wird. In der Praxis der Vocoder-Übertragung ist es gelungen, die Anzahl der Analysierfilter auf nur zehn zu beschränken, von denen jedes eine Bandbreite von 300 Hz hat. Die Filterausgänge werden gleichgerichtet, und nachgeschaltete Tiefpässe nehmen noch eine Restsiebung vor. Am Empfangsort steuern die ankommenden Gleichstrom-Impulse entsprechende Formantkreise eines elektrischen Sprach-Generators (s. Abb. 1).

Die Synthese der Sprachlaute erfolgt mit Hilfe eines Kippschwingungs-Generators für die stimm-

haften Laute und eines Rauschgenerators (Gastriode) für die stimmlosen Laute. Die Auswahl „stimmhaft“ bzw. „stimmlos“ geschieht selbsttätig durch eine Relaischaltung, wobei im Falle eines stimmhaften Lauts ein Frequenzmesser dessen Tonhöhe feststellt und am Wiedergabeort das Relais den Impulsgenerator für den stimmhaften Laut einschaltet und gleichzeitig entsprechend dem Amplitudenwert regelt. Beim Ausbleiben eines stimmhaften Lauts fällt der Relaiskontakt auf den Kreis mit dem Rauschgenerator zurück. Dieser bleibt also auch in den Sprechpausen eingeschaltet, was aber wegen der herabgesetzten Energie nicht stören soll. Der Ausgang der Generatoren schaltet auf eine Filterkette, die analog zu der Zerlegerseite aufgebaut ist. Die nachgeschalteten Modulatoren, die von den zehn Übertragungskanälen gespeist werden, steuern die Filterspannungen mit den übertragenen Kennwerten der Sprache aus. Die Güte bzw. Sprechverständlichkeit dieses Systems entspricht der einer Standard-Übertragung von 3000 Hz Bandbreite.

Solche überraschenden Lösungen führten zu einer Überprüfung der bisherigen Anschauungen über die Bandbreite bei Sprachübertragungen. Während man bisher unter Berücksichtigung der Einschwingvorgänge und der Übertragungsdauer T die erforderliche Bandbreite B nach einem Gesetz berechnete, das die zu sendende Nachrichtemenge $M = \text{const } B \cdot T$ angab, wurde nunmehr von C. E. Shannon der allgemeine Ausdruck $M = B \cdot T \cdot \log(1 - 0.12 V)$ gefunden [4]. Darin weist sich die Berücksichtigung des Verhältnisses V von Signal- zu Störenergie als wesentlich, ein Faktor, den man bisher unberücksichtigt gelassen hatte. Die Vercodung des Sprachinhalts in Telegrafiezichen — woraus der Name „Vocoder“ hergeleitet ist — kann für den Weit-Fernsprechverkehr von einschneidender Bedeutung werden.

Die Schematisierung des Sprechvorgangs — die allerdings dem Benutzer unbewußt bleibt — läßt sofort den Gedanken aufkommen, Sprache überhaupt synthetisch ohne Zuhilfenahme eines Sprechers aufzubauen. Daß dies mit Hilfe von Schalterbetätigung oder Tastendruck möglich wäre, erscheint bei dem schnellen Lautwechsel zunächst kaum vorstellbar — es werden nämlich Schaltzeiten von 0,04 sec. verlangt. — Jedoch ist der Bell Telephone gelungen, eine Anzahl von Telefonistinnen an einem Tasteninstrument („Voder“) zu einem gut verständlichen Sprechen durch Handbetätigung heranzubilden [5]. Zur Bedienung der zehn Obertonkreise müssen zehn Tasten „gespielt“ werden, während man mit dem Handgelenk ein Gestänge zur Relais-Umschaltung stimmlos-

stimmhaft bedient und mit einem Fußpedal die Tonhöhenchwankung regelt. Ein aufschlußreicher Testversuch konnte mit Hilfe des Visible Speech-Verfahrens durchgeführt werden [6], um die Einfachheit des physikalischen Sprechlaut-Charakters zu demonstrieren. Ein Raster-Spektrometer, das die Sprachlaute punktweise in einem Flächendiagramm mit der Frequenz als Ordinate und dem zeitlichen Verlauf in der Abszisse darstellt, veranschaulicht in der groben Auflösung derselben zehn Kanäle wie bei den obigen Verfahren den wesentlichen Charakter der Sprache auf optischem Wege. Der ausreichende Gehalt dieser Bilderschrift wird dadurch bestätigt, daß Taubstumme nach entsprechender Schulung sich praktisch mittels dieses Geräts verständigen können. Der Versuch bestand nun darin, daß eine solche durch Sprechen gewonnene Bildaufzeichnung schematisch in wenigen vereinfachten Strichen als Schwarz-Weiß-Bild abgezeichnet wurde (Abb. 2) und die entstandene Zeichnung nunmehr fotoelektrisch punktweise — gemäß den Visible Speech-Daten — abgetastet wurde (Playback-Verfahren). Die Auswertung der Foto-Modulation im Voder wurde im Lautsprecher hörbar gemacht. Sie entsprach dem ursprünglichen Sprachbild in allen Nuancen und war dementsprechend gut verständlich.

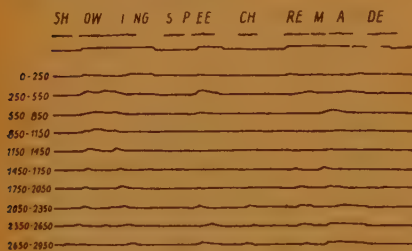


Abb. 3

Die Umformung der Sprache in eine geringe Zahl von Gleichstrom-Impulsen schafft eine neuartige Möglichkeit ökonomischer Speicherung. Es werden sich einfachere Konstruktionen für Schallplatte und Magnetophon ergeben, besonders läßt sich die Vorschubgeschwindigkeit bei der Aufzeichnung auf $\frac{1}{100}$ herabsetzen, da ja die obere Grenze nur $\frac{1}{30}$ Hz beträgt. Betrachten wir zusammenfassend das Ergebnis, das durch die Sprachanalyse mittels der zehn Filter erreicht wurde, in einem Oszillogramm (s. Abb. 3). Die einfachen Linienzüge definieren die gesamte Sprechfunktion, wenn man sich vergegenwärtigt, daß die einzelnen Frequenzbereiche jeweils bestimmten anatomischen Hohlraumresonanzen des Sprechers entsprechen. Die

Modulationsschwankungen beziehen sich also direkt auf Bewegungen der Lippen, Zunge, Gaumen, Nasenraum usw. In diesem physiologischen Vergleich wird dann die erzielte so einfache Modellvorstellung möglich.

Für die Sprachforschung erschließt sich nunmehr ein weites Experimentierfeld. Man kann z. B. demonstrieren, wie die Sprachverständlichkeit durch Spektren bedingt ist, während der emotionelle Gehalt durch die Tonhöhenbewegung gekennzeichnet wird. Die Abschaltung des Impuls-Generators oder des Rauschgenerators schließt die Verständlichkeit nicht aus, wobei im ersten Falle ein Flüstern, im zweiten ein monotones Singen zu hören ist. Durch die Abschaltung der Tonhöhe dringt man leichter zu den eigentlichen phonetischen Elementen vor. Umgekehrt kann man die Tonhöhenbewegung vergrößern und in der Übertreibung besondere Wirkungen der Sprache erkennen. Schließlich gelangt man zur Idealsprache, wenn man den Wohlklang einer Stimme der guten Artikulation eines anderen Sprechers aufträgt, wie es tatsächlich geschehen ist. Fritz Winckel

Literaturhinweise:

- [1] Journ. Acoust. Soc. 21, 527, 1949
- [2] FUNK UND TON 1948, H. 11, S. 596.
- [3] H. Koschel, FTZ 1950, H. 2, S. 48.
- [4] Proc. Inst. Radio Eng. 37, 10 (1949).
- [5] H. Dudley, Remaking Speech, Journ. Acoust. Soc. 11 (1939) S. 169.
- [6] Bell Lab. Record 26, 333 (1948)

Katodenstrahlröhren*

Manche Probleme der Schalt- und Regeltechnik lassen sich mit elektronischen Hilfsmitteln leichter lösen als mit elektromechanischen. Dabei kann der Aufwand an Elektronenröhren oft bedeutend verringert werden, wenn man besondere Schältröhren verwendet, deren Wirkungsweise darauf beruht, daß ein Katodenstrahl auf verschiedene Anoden gelenkt wird. Bei Philips wurden Entwicklungsarbeiten unternommen, um handliche Röhren dieser Art für kleine Betriebsspannungen zu schaffen¹⁾.

Es läßt sich zeigen, daß für Katodenstrahlröhren der genannten Art ein Strahl von bandförmigem Querschnitt günstiger ist als ein kreisförmiger Strahl. Insbesondere ist bei jenem der Einfluß der Raumladung infolge der geringeren Elektronendichte kleiner; auch können die erprobten Bauelemente der üblichen Röhren größtenteils beibehalten werden.

¹⁾ J. L. H. Jonker, Valves with a ribbon-shaped electron beam: contact valve; switch valve; selector valve; counting valve. Philips Res. Rep. Band 5, Nr. 1 (Februar 1950), Seite 6

Kontaktröhren, die Stromkreise schließen und öffnen, sollen schnell arbeiten und einen geringen Kontaktwiderstand haben, der unabhängig von der Stromrichtung ist. Dies läßt sich durch Elektroden mit Sekundäremission erreichen. Ein Beispiel für eine derartige Kontaktröhre zeigt Abb. 1.

Schaltröhren mit mehreren Kontaktsätzen, die parallel oder in Reihe gelegt werden können, sind als Ersatz magnetischer Relais mit Wechselkontakten gedacht. Die Anforderungen an solche

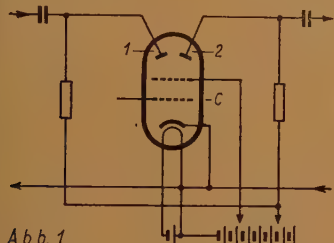


Abb. 1

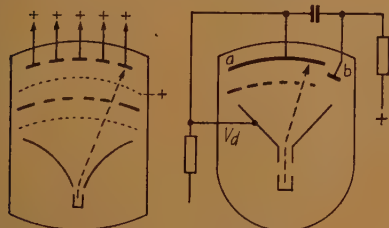


Abb. 2

Abb. 3

Abb. 1. Kontaktröhre für Wechselstrombetrieb. Der Kontakt zwischen den Elektroden 1 und 2 wird durch Sekundäremission hergestellt. C ist das Steuergitter.

Abb. 2. Wählerröhre, in der ein bandförmiger Elektronenstrahl über eine Voranode mit Schlitzen geführt wird. Dahinter liegen Einzelanoden, an die unabhängige Leitungen angeschlossen sind.

Abb. 3. Impulszählröhre, in der ein bandförmiger Elektronenstrahl über eine Elektrode mit Schlitzen abnehmender Breite geführt wird. Dahinter liegt die mit der Ablenkelektrode verbundene Anode a. Ein angelegter Impuls von der Spannung V_d läßt den Elektronenstrahl um eine Schlitzstellung weiterwandern. Da jeder Strahlstellung ein bestimmter Anodenstrom zugeordnet ist, gibt er ein Maß für die Zahl der angelegten Impulse. b ist eine getrennte Anode für den auf Ausgangsstellung zurückgeführten Elektronenstrahl.

Röhren sind nicht ganz einfach, aber erfüllbar. Der Kontaktwechsel erfolgt durch Ablenken des

Elektronenstrahles, der die Sekundäremission an den Kontaktelektroden auslöst.

Wählerröhren, die etwa als Verteilglieder in Fernsprechämtern dienen könnten, müßten eine größere Zahl von Sekundäremissionskontakten haben. Es genügen aber auch Elektronenstrahlröhren mit mehreren Einzelanoden (Abb. 2), die vom Elektronenstrahl durch Schlitze in einer positiv gehaltenen Voranode getroffen werden und durch Gitter vor gegenseitiger Beeinflussung durch Sekundäremission geschützt sind. Die notwendige Strahlablenkung kann durch Kippgeräte und Strahlunterbrechung erreicht werden.

Impulszählröhren sind in Verbindung mit Wählerröhren wichtig, um beispielsweise Wahlimpulse einer Fernsprechvermittlung zu zählen und daraus die Ablenkspannung für eine Wählerröhre zu bilden. Sie können etwa nach Abb. 3 ausgebildet oder mit einer Wählerröhre zu einer Einheit zusammengebaut sein. Ihre Wirkungsweise beruht auf der Erzeugung einer bestimmten Spannungsgröße, die der Zahl der angelegten Impulse entspricht.

S.

(Umfang der Originalarbeit 17 Seiten.)

Compactix*

Beim Bau des Röntgengerätes „Compactix“ von Philips¹⁾ wurden neue Wege auf dem Gebiet der Hochspannungsisolierung, der Kühlung und des Strahlenschutzes gesucht. Das für therapeutische Zwecke bestimmte Gerät arbeitet mit Wechselspannungen bis zu 200 kV und einem Röhrenstrom bis zu 10 mA. Der Hochspannungsgenerator ist mit der Röntgenröhre in einem zylindrischen Tank zusammengebaut, der 1,2 m lang ist und 125 kg wiegt. Der Tank ist an einem Stativ mit fünf Bewegungsfreiheiten aufgehängt.

Als Besonderheiten des Aufbaues sind bemerkenswert: Der Hochspannungstransformator ist in zwei Einheiten für 100 kV unterteilt, die zu beiden Seiten der Röhre angeordnet sind, so daß der Brennfleck im Schwerpunkt des Tanks liegt. Für die Röhre und die beiden Transformatoren sind im Tank drei getrennte Abteilungen vorhanden. Isolierung und Kühlung der Röntgenröhre erfolgen durch frei strömendes Öl, für die Isolation der Transformatoren dient ölprägniertes Papier. Für die Abfuhr der Wärme aus dem Öl sind Kühlwasserspiralen vorhanden, die geerdet sind und an die Wasserleitung angeschlossen worden, so daß keine Ölpumpen erforderlich sind. Außerhalb des nützlichen Strahlenkegels ist durch eine Wolfräm-

¹⁾ B. Combee und J. Fransen, Ein Röntgenapparat für Therapie, Philips' Techn. Rundschau, Bd. 11, Nr. 7 (Jan. 1950), S. 197—209.

kappe über der Anode und durch eine 1 mm dicke Bleischicht in der Umhüllung ein vollständiger

Strahlenschutz erreicht (Abb. 1). Die Speisung der Hochspannungstransformatoren sieht Unter-

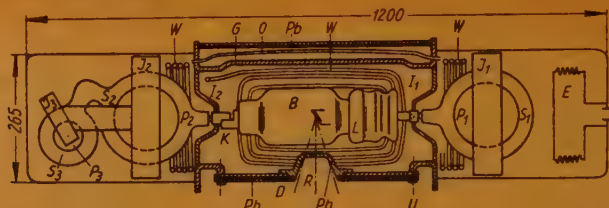


Abb. 1. Querschnitt des Tanks (vereinfacht). B Röntgenröhre; G zentrales Gußstück; I₁ und I₂ Schalen aus „Philit“ mit Durchführungen für die Hochspannung; J₁, P₁, S₁ Joch, Primär- u. Sekundärwicklung des Anodentransformators, J₂, P₂, S₂ dasselbe für den Katodentransformator; J₃, P₃, S₃ dasselbe für den Heizstromtransformator; L Kühler; W Kühlwasserspiralen; O Verbindungskanal; E Ausdehnungskörper für das Öl; D abnehmbarer Deckel; Ph „Philit“-Fenster für Röntgenstrahlkegel R; Pb Bleimaterial von 1 mm Dicke in der Umhüllung

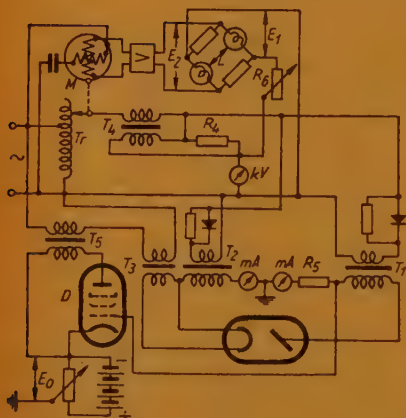


Abb. 2. Schaltung zur Messung, Regelung und Stabilisierung des Röhrenstromes und der Röhrenspannung. Für die Stabilisierung des Röhrenstromes: Pentode D, deren Widerstand über T_5 in Reihe mit dem Heizstromtransformator T_3 liegt; R_1 Widerstand, der die Steuergitterspannung liefert; E_0 einstellbare Vergleichsspannung (in Wirklichkeit von einem Netzgleichrichter mit stabilisierter Ausgangsspannung herrührend)

Für die Stabilisierung der Röhrenspannung: L Glühlämpchen in Brückenschaltung mit gewöhnlichen Widerständen; E_1 Eingangsspannung dieser Brücke, proportional der Röhrenspannung; E_3 Ausgangsspannung, deren Phase kippt, wenn E_1 durch den Nennwert geht; M Asynchronmotor, der den Bürstenhalter des Regeltransformators T_r für die Primärspannung der Hochspannungstransformatoren T_1 und T_2 antreibt

drückung der Sperrspannung vor und die Messung der Röhrenspannung geschieht mit selbsttätiger Korrektur des Röhrenstromeinflusses (Abb. 2). Röhrenstrom und -spannung sind mit Hilfe einer besonderen Schaltung innerhalb etwa 1 v. H. stabilisiert. Das Bedienungspult weist außer den üblichen Regelmöglichkeiten für Strom und Spannung u. a. drei Tasten zur Wahl dreier genormter Strahlenqualitäten sowie eine Anzeige des in Gebrauch befindlichen Filters auf.

Zu dem Gerät gehört eine Reihe von 15 Bestrahlungstubussen, die eine bequeme Festlegung des Abstandes Brennfleck—Haut und der zu bestrahlenden Feldgröße gestatten, außerdem eine Reihe von 10 Filtern. Die maximale Halbwertschicht, die man mit einer Röhrenspannung von 200 kV und einem Filter von 0,5 mm Kupfer mit 1 mm Aluminium erhält, beträgt 0,96 mm Kupfer. Hierbei, und bei einem Röhrenstrom von 10 mA ist die Dosierungsstärke in 50 cm Abstand 20 Röntgen je Minute.

(Umfang der Originalarbeit 13 Seiten.)

Bemerkungen zu der Veröffentlichung von R. Reilein
„Ein neues Universal-Strahlungs-Meßgerät“
Typ USM/a“

In FUNK UND TON Nr. 2/1949 S. 74 . . . 85

Von R. Berthold und A. Trost

In der erwähnten Arbeit von R. Reiter müssen wir eine Reihe sachlicher Irrtümer und Unklarheiten feststellen, die besonders deshalb bedenklich sind, weil sie sich auf dem Gebiet der Strahlenschutz-Überwachung und der Röntgen-Dosimetrie schädlich auswirken können. Verfassers beschreib-

ein Universal-Zählrohrgerät, das — mit entsprechenden Zählrohren ausgerüstet — zum Messen von Röntgenstrahlen bis herab zu 5 kV, von Elektronenstrahlen, Positronenstrahlen, β -Strahlen, Höhenstrahlen und Neutronen geeignet sein soll. Kleine Intensitäten sollen mit einem Zählwerk gezählt, höhere Intensitäten direkt angezeigt werden. Zu Einzelheiten der Arbeit nehmen wir im folgenden Stellung:

1. Verfasser erwähnt, daß die direkte Anzeige auch bei geringster Strahlenintensität praktisch trägeheitslos erfolgt und daß die statistischen Strahlungsschwankungen sich kaum auf die Anzeige auswirken. Bei der vom Verfasser als untere Grenze der Direktanzeige angegebenen Stoßzahl von 2000 Stößen/min ist dies unmöglich: selbst bei einer Einstelldauer des Instrumentenzeigers von 1 s beträgt die mittlere Schwankung der Anzeige zwangsläufig, d. h. nach den Wahrscheinlichkeitsgesetzen, 17%! Mit anderen Worten: Bei kleinen Stoßzahlen muß die Anzeige entweder stark schwanken oder sehr träge sein, es sei denn, die Anzeige wäre überhaupt nicht der auffallenden Strahlenintensität proportional.

2. Für Röntgenstrahlen von 10 kV ab nach oben wird ein Aluminiumzählrohr mit 0,1 mm Wanddicke empfohlen. Dazu bemerken wir: In 0,7 mm Al wird eine homogene 10 kV-Strahlung zu mehr als 99 %, in 0,1 mm Al dieselbe Strahlung zu 50 % absorbiert! Die erfassbaren Strahlenbereiche sind also viel zu günstig angegeben.

3. Dieselben Zählrohre sollen im Röntgengebiet für Strahlenschutz-Messungen, Dosis-Messungen, Halbwertschicht-Bestimmung usw. geeignet sein. Der Verfasser gibt aber selbst an, daß seine Zählrohre nicht wellenlängenunabhängig sind bzw. daß er eine Röntgen-Meßkammer entwickeln wolle, um störende Wellenlängen-Abhängigkeiten zu beseitigen. Damit ist aber erwiesen, daß die mit seinen bisherigen Zählrohren gewonnenen Strahlenschutz-, Dosis- und Halbwertschicht-Messungen unzuverlässig sind (die Empfindlichkeit von Al-Zählrohren — gemessen in r/s — ändert sich in Abhängigkeit von der Wellenlänge im Gebiet der medizinischen bzw. technischen Röntgenstrahlen um mehrere hundert Prozent). Dies gilt auch für die vom Verfasser veröffentlichten Schwächungskurven an heterogener Strahlung.

4. Der Auffassung des Verfassers, daß Zählrohre zum Auffinden von Rissen in Werkstücken geeignet seien, stehen jahrelange praktische Erfahrungen entgegen.

5. Verfasser empfiehlt, sein Zählrohrgerät als integrierendes Dosimeter für Strahlenschutz-Mes-

sungen zu verwenden. Dabei soll das Gerät während der ganzen Betriebsdauer (1 Arbeitstag) die jeweils wirksame Stoßzahl mit einem Zählwerk registrieren und aufsummieren. Nun wird aber als maximales Auflösungsvermögen im Zählwerkbereich 3000 Stöße/min angegeben. Das bedeutet, daß man bei statistisch regelloser Strahlung etwa 1000 Stöße/min mit hinreichender Linearität messen kann. Bei unregelmäßiger zeitlicher Strahlenverteilung (pulsierende Röntgenspannung) kommt man zu proportionalen Anzeigen sogar nur bis zu etwa 200 Stößen/min. Eine Röntgenstrahlung von 10^{-5} r/s löst aber in einem Zählrohr von den aus den Abbildungen der Veröffentlichung ersichtlichen Abmessungen etwa 5000 Stöße/min aus. Das heißt, daß man in dem angegebenen Bereich mit dem Zählwerk überhaupt nicht mehr messen kann, ohne völlig falsche Ergebnisse zu erzielen.

R. Berthold

A. Trost

Stellungnahme zu den Bemerkungen von R. Berthold und A. Trost

Von R. Reiter, München

(Aus dem Laboratorium der Fa. Anders & Co.)

Die in den sehr weitgehenden Ausführungen von Berthold und Trost vorgebrachten Begründungen erlauben uns folgende kurze Stellungnahme:

1. Wie auf Seite 80 unserer Veröffentlichung ausdrücklich bemerkt, bezeichnen wir die Anzeige geringer Strahlungsintensitäten durch das USM im I-Bereich im Hinblick auf die langen Meßzeitintervallometrischen Methoden als „praktisch trägeheitslos“. Z. B. benötigt man mit dem Küstnerschen Eichstandgerät zur Messung von 10^{-5} r/s und ausreichender Genauigkeit mindestens 10 Minuten! Dagegen bleibt die Anzeigzeit des USM im gleichen Empfindlichkeitsbereich auch dann außer Betracht, selbst wenn sie einige Sekunden in Anspruch nehmen sollte. Da in unserer Arbeit die Anzeigzeit des USM nicht angegeben war, entbehrt die von den Kritikern ausgeführte statistische Berechnung über die angeblich mangelnde Meßgenauigkeit des USM im fraglichen Bereich ihrer Voraussetzung.

2. Das Zählrohr mit 0,7 mm Wandstärke wird, wie von uns angegeben, für Röntgenstrahlung von mehr als 10 kV verwendet. Dies schließt bereits die Verwendung von 10 kV und darunter eindeutig aus. Da es für Fälle einer fließenden Empfindlichkeitsgrenze stets

unbefriedigend ist, scharfe Grenzen festzulegen, stellen wir jedem Interessenten gerne Kurvenmaterial zur Verfügung, das alle gewünschten Angaben enthält.

3. Berthold und Tröst schließen aus der Tatsache, daß es dem Verfasser gelungen ist, ein verbessertes Meßverfahren zu entwickeln, auf die Wertlosigkeit aller seiner bisherigen Messungen. Diese Beweisführung erscheint uns so wenig überzeugend, daß zu diesem Punkt keine weitere Erklärung unsererseits mehr nötig erscheint. Dies um so mehr, als den Kritikern bei der Abfassung ihrer Bemerkungen kein Zahlenmaterial über Messungen mit dem USM zur Verfügung stand, das ihnen die Möglichkeit hätte geben können, über den Wert oder Unwert unserer Messungen in so definitiver Form zu entscheiden.
4. Die Verwendbarkeit des Zählrohres in der Grobstrukturuntersuchung wurde vom Verfasser bereits auf „größere Fehler“ beschränkt (siehe Seite 85, Zeile 2). Es dürfte auch den Erfahrungen von Berthold und Tröst kaum entgegenstehen, daß grobe Risse in Werkstücken in vielen Fällen mit dem Zählrohr gefunden werden können.
5. Das von uns angegebene Zählrohrauflösevermögen von 3000 Impulse/min. bezieht sich bereits auf statistisch verteilte Impulse, womit der vorgebrachte Einwand hinfällig wird. Wir haben ferner sehr einfache Vorkehrungen getroffen, die im angeführten Falle verhindern, daß das Auflösevermögen überschritten wird. Die Folgerungen unserer Kritiker, wonach wir mit unserer Anordnung „völlig falsche Ergebnisse“ erzielen würden, beruht auf der Unkenntnis unserer in diesem Falle angewandten speziellen Meßmethode, auf welche in unserer Veröffentlichung nicht näher eingegangen wurde.

Beim Vergleich der von Berthold und Tröst getroffenen, allzu weit gehenden Feststellungen mit den dafür vorgebrachten, recht wenig zutreffenden Begründungen drängt sich wohl auch dem unbefangenen Leser der Eindruck auf, daß hier bei der Abfassung Veranlassungen vorgelegen haben mögen, die über das rein wissenschaftliche Interesse hinausgehen. Wie dem auch sein mag, so entbehren die vorstehenden Bemerkungen von Berthold und Tröst allgemein einer Sachlichkeit und Gründlichkeit, wie man sie von einer wissenschaftlichen Diskussion billigerweise verlangen kann. Gegen Behauptungen, wie etwa diese: unsere Veröffentlichung über das USM würde sich auf dem Gebiete der Strahlenmessung schädlich (!) auswirken, müssen wir uns jedoch im besonderen mit Nachdruck verwehren.

Ein neues Knallschutzgerät der AEG.

Die in Fernmeldeanlagen durch atmosphärische Entladungen und Starkstrombeeinflussung auftretenden Störspannungen werden mit Hilfe von Überspannungsableitern so weit begrenzt, daß eine Gefährdung der Anlagen und des Bedienungspersonals vermieden wird. Die noch verbleibenden Geräusche, die unter der Ansprechgrenze des Überspannungsschutzes liegen, und Knallstörungen, die im Augenblick des Überschlages der Ableiter auftreten, machen sich im Fernhörer sehr unangenehm bemerkbar, so daß besonders zur Schonung des Gehörs der Vermittlungsbeamtinnen zusätzliche Schutzeinrichtungen notwendig sind. Als solche sind Anordnungen geeignet, welche die unter 1 Volt liegenden Sprechspannungen möglichst ungedämpft durchlassen, während höhere Spannungen auf etwa 2 Volt begrenzt werden. Bei der Deutschen Post sind bisher Fritter und Glühlampenschaltungen eingeführt. Die Fritter enthalten bewegte Teile und erfordern daher eine ständige Wartung. Die Glühlampe hat den Nachteil, daß sie wegen ihrer hohen Zündspannung über einen Übertrager mit großem Übersetzungsverhältnis angeschlossen werden muß.

Der AEG ist es nun gelungen, unter Ausnutzung der geknickten Kennlinie von Selengleichrichtern ein einfaches und billiges Knallschutzgerät herauszubringen. Das Gerät besteht aus zwei Gleichrichtersäulen, die mit entgegengesetzter Polung parallel zu dem zu schützenden Fernhörer geschaltet werden. Wegen des hohen Sperrwiderstandes, des scharf ausgeprägten Kennlinienknickes und des geringen Flußwiderstandes der AEG-Selengleichrichter kann auf die von anderer Seite vorgeschlagene Vorspannung der Gleichrichter verzichtet werden, was eine erhebliche Verminderung des Aufwandes bedeutet. Die gleichmäßige Fertigung und gute Alterungsbeständigkeit der Gleichrichterplatten gestattet enge Grenzbedingungen in der laufenden Serie einzuhalten. Vorteilhaft ist noch der geringe Raumbedarf. Die Gleichrichtersäulen sind zusammen mit einem Vorschaltkondensator in einem Normalbecher mit den Abmessungen 45 × 50 × 35 mm eingebaut.

Zeichnungen nach Angaben der	
Verfasser von FUNK UND TON Labor:	
Maas	4
Trester	50

Inhaltsverzeichnis FUNK UND TON

Bd. 4 (1950), Nr. 7, Seiten 328 ... 383

Dr. H. A. Heß: Über den periodischen Schwund bei der Kurzwellenausbreitung DK 621.396.11.029.6	329
Werner Taeger: Zur Theorie der Kipp-schwingungen DK 621.397.44	341
Dr.-Ing. hab. H. Schnitger: Die Ver-stärkung und Schwingungserzeugung im Mikrowellenbereich mit Wanderfeldröhren DK 621.385.831.029.63/.64	347
G. Eckart: Über die Reflexion elektro-magnetischer Wellen an einer Unstetigkeit des Gradienten der Dielektrizitätskonstan-ten DK 621.396.11 : 537.21	354

K. Fritz Weinert: Schirmungen in elek-trischen Nachrichtengeräten DK 621.396.62 + 538.565.6 : 621.392.5 ...	358
Aus der Patentliteratur: Magnetfeld- und Kurzwellenröhren	369
Deutsche Patentanmeldungen	373

Referate

Hauptversammlung des VDE Köln DK 534.8 : 621.3	374
Telefonie mit künstlicher Sprache DK 621.395 + 534.8	376
Katodenstrahlröhren * DK 621.385.832	378
Compactix * DK 621.383	379
Ein neues Universal-Strahlungs-Meßgerät Typ USM/a DK 537.531 : 621.386. : 61 : 621.317.7	380
Ein neues Knallschutzgerät der AEG	382

FUNK UND TON erscheint monatlich mit Genehmigung der französischen Militärregierung. Lizenz Nr. 47/4b. Verlag: VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, Berlin-Borsigwalde. Herausgeber und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Gustav Leithäuser. Westdeutsche Redak-tion: Frankfurt/Main, Alte Gasse 14/16. Verantwortlich für den Anzeigenteil: Dr. Wilhelm Herrmann. Bezugspreis vierteljährlich 9,— DM. Bei Postbezug 9,15 DM (einschl. 15 Pf. Postgebühren) zuzüglich 9 Pf. Bestellgeld. Postscheckkonten: Berlin-West 36 89, Berlin-Ost 948 45, Frankfurt/Main 382 31. Bestellungen beim Verlag, bei den Postämtern und beim Buch- und Zeitschriftenhandel in allen Zonen.

Nachdruck einzelner Beiträge ist nur mit vorheriger Genehmigung des Verlages gestattet.

(206) Bez. F. 2907 LEMKE, Graph. Kunstanstalt GmbH., Berlin O 17



FUNK-TECHNIK

Fachzeitschrift für die Elektro- und Radiowirtschaft

Aus dem Inhalt:

Berichte über die deutsche und ausländische Elektro- und Radiowirtschaft • Bauanleitungen für Verstärker, für Rundfunk-, Meß- und Prüfgeräte
Behandlung von Spezial- und Randgebieten in der KW- und UKW-Technik • Nachrichten über die Entwicklung des Fernsehens • Sonderrubriken für den jungen „Techniker“ • „FT-Briefkasten“ und „FT-Zeitschriftendienst“

Erscheint zweimal monatlich • Umfang 36 Seiten • Preis je Heft DM 1,50

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK G. M. B. H.

Berlin-Borsigwalde • Frankfurt am Main

SIEMENS & HALSKE

Tonfrequenz - Spektrometer

zu kaufen gesucht. Angebote unter B. 4838
durch ANZEIGENGESELLSCHAFT, Stuttgart-W,
Reinsburgstraße 87

U K W. INGENIEUR

Reiche Erfahrungen in HF-Entwicklung an Sendern
größte Leistung. Längste Betriebserfahrungen. 12 J.
Entw.-Labor, Steuer- und Leistungsstufen, Quarz-
und Messtechnik. 38 J. Praktisch veranlagt und an-
passungsfähig, ungekündigt. Suche neuen aussichts-
reichen Wirkungskreis. Unter P. D. 4531

MESSGERÄTE

FÜR DIE UKW-TECHNIK

Meßsender, Frequenzmesser
Kabeldämpfungsmeßgeräte
Frequenzkurvenschreiber
Gütefaktormeßgeräte

ARTHUR
KLEMT
OLCHING BEI MÜNCHEN

LICHT-TECHNIK

Beleuchtung
Elektrogerät
Installation

Mitteilungsblatt der Fachabteilung Elektroleuchten
im Zentralverband der elektrotechnischen Industrie

Organ des Fachnormen- Organ der Arbeitsgemein-
ausschusses „Lichttechnik“ schaft des Beleuchtungs- und
im Deutsch. Normenausschuß Elektro-Einzelhandels

Redaktion: Karl Weiss, Chefredakteur

Prof. Dr. Ing. Wilhelm Arndt • Dr. Fritz Taute

Erscheint monatlich • Bezugspreis 1,50 DM

Bestellschein

LICHT-TECHNIK, Berlin-Borsigwalde

Ich/Wir bestelle _____ hiermit ab sofort bis auf
Widerruf die Zeitschrift

LICHT-TECHNIK

zu den Abonnementsbedingungen

Name: _____

Anschrift: _____